ORSAY

N° d'ordre : 3230

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE THEORIQUE

par

Jean-Pierre SCHULLER

ETUDE DE LA FONCTION DE FRAGMENTATION QU QUARK c, ET DE SON COUPLAGE AUX AUTRES QUARKS, PAR L'ANALYSE DES DIMUONS PRODUITS PAR L'INTERACTION DE NEUTRINOS DANS UNE CIBLE MASSIVE DE FER

Soutenue le 14 juin 1982, devant la Commission d'Examen

MM. DAVIER — Président

ILIOPOULOS
MULLER
TURLAY — Examinateurs

ORSAY

N° d'ordre : 3230

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE THEORIQUE

par

Jean-Pierre SCHULLER

ETUDE DE LA FONCTION DE FRAGMENTATION QU QUARK c, ET DE SON COUPLAGE AUX AUTRES QUARKS, PAR L'ANALYSE DES DIMUONS PRODUITS PAR L'INTERACTION DE NEUTRINOS DANS UNE CIBLE MASSIVE DE FER

Soutenue le 14 juin 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	DAVIER	Président
	ILIOPOULOS	
	MULLER	Examinateurs
	TURLAY	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ETUDE DE LA FONCTION DE FRAGMENTATION DU QUARK c, ET DE SON COUPLAGE AUX AUTRES QUARKS, PAR L'ANALYSE DES DIMUONS PRODUITS PAR L'INTERACTION DE NEUTRINOS DANS UNE CIBLE MASSIVE DE FER.

Jean-Pierre SCHULLER

TABLE DES MATIERES

I RAPPELS THEORIQUES. 3
1.1 Cinématique de l'interaction Neutrino-Nucléon. . . . 3
1.2 Le modèle des quarks-partons. 5
1.3 Processus de production des dimuons. 7
1.3.1 Le charme. 8
1.3.2 Les tridents. 10
1.3.3 Le ψ. 11
1.3.4 Les leptons lourds. 12
1.3.5 Le bruit de fond π/K. 12
1.4 Le lagrangien de l'interaction élémentaire neutrino-quark. 13

II SECTIONS EFFICACES. 15
2.1 Sections efficaces de production du charme. 15
2.1.1 Pour le processus élémentaire. 15
2.1.2 Pour l'interaction avec un nucléon. 19
2.2 Fonctions de fragmention. 23
2.2.1 Le modèle. 23
2.2.2 Prédictions théoriques. 25
2.3 Section efficace de production des dimuons. 26
2.4 Distribution en y. 27
2.5 Effets de masses. 27

III DESCRIPTION RAPIDE DE L'EXPERIENCE. 29
3.1 Le faisceau. 29
3.1.1 Comment obtenir des neutrinos de haute énergie? 29
3.1.2 Constitution du faisceau. 30
3,1.3 Comparaison entre WBB et NBB. 30
3.2 L'appareil. 34
3.2.1 La partie cible. 37
3.2.2 La partie calorimètre. 37
3.2.3 La partie détecteur. 38
3.2.4 Les résolutions. 39

IV ECHANTILLON EXPERIMENTAL. 45
4.1 Reconstruction des événements. 45
4.2 Les coupures. 47
4.3 Exemples de distributions. 49
4.3.1 Les leptons lourds. 49
4.3.2 Les tridents et le 52
4.3.3 Le bruit de fond π/K. 53
4.3.4 Excitation du charme. 54
4.3.5 Conclusions. 56

V LE PROGRAMME MONTE-CARLO. 57
5.1 Description. 57
5.1.1 Le faisceau. 57
5.1.2 Génération d'un courant chargé. 60
5.1.3 Production du charme et du D. 61
5.1.4 Désintégration du méson D. 62
5.1.5 Simulation de l'appareillage. 62
5.2 Remarques 63
5.3 Acceptances. 66
5.3.1 Acceptance en z. 66
5.3.2 Acceptance en y. 70

VI LA METHODE DE DETERMINATION DE D(z). 73
6.1 La méthode des poids. 73
6.2 Tests préliminaires de la méthode. 78
6.3 Tests complémentaires. 82
6.4 Conclusions. 88

VII FONCTION DE FRAGMENTATION DU QUARK c. 89
7.1 Premiers résultats. 89
7.2 Erreurs systématiques. 93
7.2.1 Le bruit de fond. 93
7.2.2 Le slow-rescaling. 95
7.2.3 Le rapport K/K*. 96
7.2.4 Erreur systématique globale. 96
7.3 Comparaisons avec les autres grandeurs physiques. . . 98
7.4 Coupures en impulsion. 109

VIII LE COUPLAGE DES QUARKS ETRANGE ET CHARME. 113
8.1 Remarques préliminaires. 113
8.2 Définition. 115
8.3 Etude de l'acceptance. 116
8.4 Résultats 120
8.4.1 D(z) constante. 120
8.4.2 D(z) mesurée. 125
8.5 Erreurs systématiques. 125
8.5.1 Fonction de fragmentation. 125
8.5.2 Bruit de fond. 126
8.5.3 Slow-rescaling. 126
8.5.4 Rapport K/K*. 126
8.5.5 Conclusions. 126
8.6 Conclusion. 128

IX CONCLUSIONS. 131

X APPENDICE 1. 133

XI APPENDICE 2. 135

XII APPENDICE 3. 137

XIII APPENDICE 4. 139

XIV REFERENCES. 141

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547311_0006

INTRODUCTION

Depuis la fin des années 1960,nous avons à notre disposition une théorie unifiée des interactions électromagnétiques et faibles (GLASHOW,WEINBERG et SALAM [0.1]).Cette théorie — satisfaisante dans la mesure où elle n'a pas encore été prise en défaut — permet donc de décrire toutes les interactions des leptons.De ce fait les leptons,à conditon de leur fournir assez d'énergie,sont des sondes idéales pour scruter l'intérieur des hadrons et tester les théories des interactions fortes (telle que la chromodynamique quantique:QCD).Les premières expériences utilisant la diffusion profondément inélastique lepton-nucléon ont été réalisées à SLAC en 1972 [2.1],en l'occurence les leptons utilisés étaient des électrons.Si l'on choisit les leptons neutres,les neutrinos,la phénomènologie de l'interaction est simplifiée puisqu'il n'y a pas d'interaction électromagnétique.

En contrepartie,la section efficace de la réaction neutrino-nucléon est très faible:par exemple pour un neutrino incident de 1 GeV elle vaut $0.6\ 10^{-38}\ cm^2 = 6$ femtobarns. Donc les expériences utilisant ce genre de réactions n'ont été possibles que lorsque l'on a su "fabriquer" des faisceaux intenses de neutrinos énergétiques pour bombarder des cibles les plus massives possibles.

C'est auprès d une expérience de ce genre(expérience WA1 de la collaboration C.D.H.S.[1] au C.E.R.N.) qu'a été réalisé le travail présenté dans cette thèse.

1) Composition du groupe :

H. ABRAMOWICZ *, J.G.H. de GROOT, J. KNOBLOCH, J. MAY, P. PALAZZI, A. PARA *, F. RANJARD, J. ROTHBERG **, W. von RÜDEN, W.D. SCHLATTER, J. STEINBERGER, H. TAUREG, H. WAHL, J. WOTSCHACK
CERN, Geneva, Switzerland

F. EISELE, H.P. KLASEN, K. KLEINKNECHT, B. PSZOLA, B. RENK, H.J. WILLUTZKI
*Institut fur Physik der Universitat Dortmund ***, Dortmund, Germany*

F. DYDAK, T. FLOTTMANN, C. GEWENIGER, J. KRÓLIKOWSKI *, K. TITTEL
*Institut für Hochenergiephysik ***, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany*

C. GUYOT, J.P. MERLO, B. PEYAUD, J. RANDER, J.P. SCHULLER, R. TURLAY
D.Ph.P.E., CEN-Saclay, France

J.T. HE, T.Z. RUAN and W.M. WU
Institute of High Energy Physics, Peking, China

L'une des découvertes les plus intéressantes de ce type d'expérience est l'existence d'états finaux à plusieurs leptons (première observation par H.P.W.F.[0.2]).Comme l'origine de ces multileptons est l'excitation d'une nouvelle saveur de quark - le charme - ce sont donc des outils privilégiés pour l'étude des propriétés de ce nouveau quark:en particulier sa fonction de fragmentation et son couplage aux quarks connus.C'est l'objet du travail présenté ici.

Dans le chapitre 1 est fixé le cadre théorique dont les calculs sont achevés dans le chapitre 2 afin d'obtenir l'expression de la section efficace.Ce chapitre contient aussi l'introduction de la fonction de fragmentation.Le chapitre 3 décrit rapidement l'expérience (description complète:[0.3]) et le chapitre 4 la sélection des données.Dans le chapitre 5 nous décrivons le programme de Monte-Carlo servant de support à l'analyse. Le chapitre 6 est entièrement consacré à l'exposition de la méthode employée pour déterminer la fonction de fragmentation et des résultats des tests que nous avons appliqués à cette méthode.Les chapitres 7 et 8 présentent respectivement les résultats sur la fonction de fragmentation et sur le couplage du quark c.Enfin,dans la conclusion,nous résumons brièvement les résultats précédents et indiquons avec quels moyens et dans quelle direction nous espérons approfondir cette étude.

Chapitre I

RAPPELS THEORIQUES.

1.1 Cinématique de l'interaction Neutrino-Nucléon.

L'interaction d'un neutrino et d'un nucléon peut s'écrire d'une façon générale :

$$\nu + N \longrightarrow \mu^- + X$$

ou

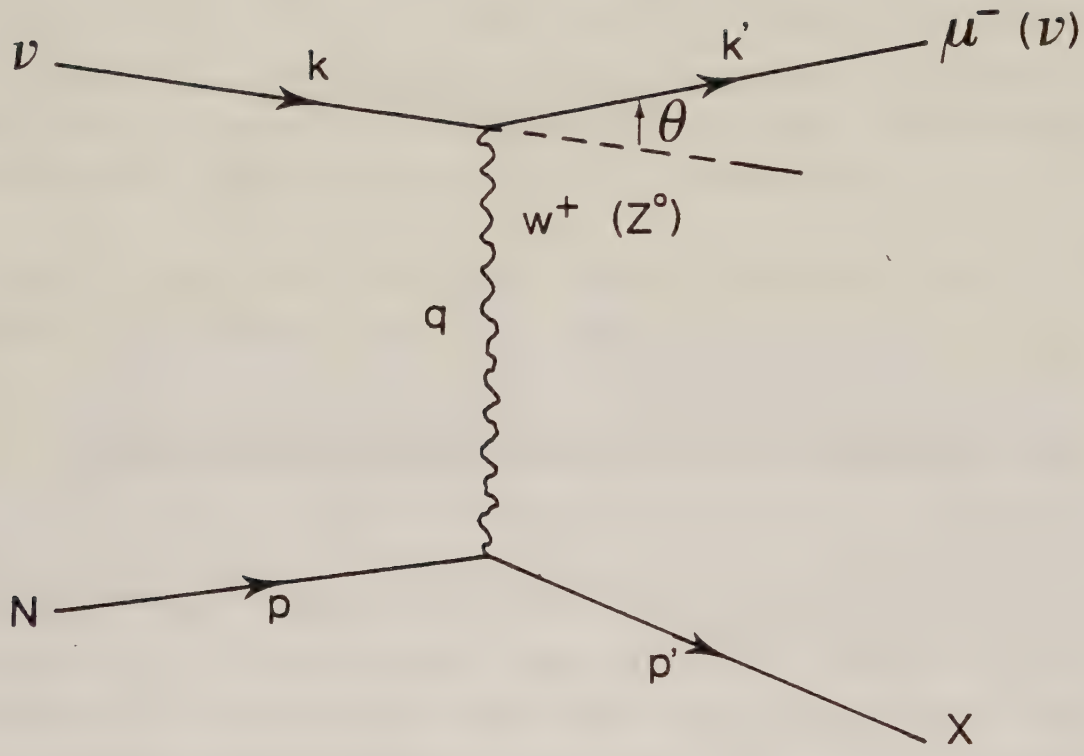
$$\nu + N \longrightarrow \nu + X$$

et se représenter par le schéma de la fig 1-1.
La première est dite du type "courant chargé" et la seconde du type "courant neutre".

En se plaçant dans le repère du laboratoire (celui où le nucléon est au repos),on a :

$$k = (E, \vec{E}) \qquad p = (m_p, \vec{0})$$
$$k' = (E_l, \vec{p}_l) \qquad p' = (E_h, \vec{p}_h)$$

Il est utile de définir un certain nombre d'invariants :



k : 4 _ impulsion du neutrino

k' : „ muon (neutrino)

p : „ nucléon

p' : „ de la gerbe hadronique

q = k _ k' : 4 _ impulsion transférée

Fig. 1-1. Définition des quantités cinématiques.

- Energie totale de la réaction :

$$s = (k+p)^2 \quad ========> \quad s = m_p^2 + 2Em_p \simeq 2Em_p$$

- Module du quadrimoment transfèré :

$$Q^2 = -q^2 \quad ========> \quad Q^2 = 2EE_l - 2Ep_l\cos\theta - m^2$$
$$Q^2 \simeq 4EE_l\sin^2(\theta/2)$$

- Masse invariante du système hadronique:

$$W^2 = (p')^2 \quad ========> \quad W^2 = m_p^2 - Q^2 + 2\nu m_p$$

avec :

$$\nu = p.q/m_p = E - E_l = E_h - m_p$$

On utilise aussi les variables sans dimension x et y :

$$x = Q^2/2m_p\nu \qquad\qquad y = \nu/E$$

connues sous le nom de variables de Björken.

Le décompte des inconnues d'une part,et des contraintes imposées par les lois de conservation ainsi que la liberté du choix des axes d'autre part,montre que trois variables suffisent pour décrire la réaction.
Les triplets de variables indépendantes les plus souvent utilisés sont: (s,Q^2,ν) et (E,x,y).

Quelques relations utiles pour la suite sont données dans l'appendice 1.

1.2 Le modèle des quarks-partons.

En 1969 FEYNMAN[1.1] émettait l'hypothèse que les hadrons possèdaient une structure interne et étaient constitués de particules ponctuelles appelées partons.A la même époque les premiers résultats expérimentaux obtenus en collisions e-p à

S.L.A.C. [1.2a] et en collisions ν-N au C.E.R.N. [1.2b] confirmaient cette hypothèse.

Antérieurement d'autres théoriciens comme GELL-MAN et ZWEIG[1.3], avaient postulé l'existence de trois quarks -GLASHOW,ILIOPOULOS et MAIANI[1.4] en ont ajouté un quatrième,puis KOBAYASHI et MASKAWA [1.5] deux autres- pour expliquer un certain nombre de symétries dans la faune des particules élémentaires.

Il est tentant d'identifier les partons et les quarks.En fait il faut être plus précis et dire que l'on identifie les partons qui,en plus des interactions fortes,sont sensibles à l'interaction faible avec les quarks,chaque hadron pouvant contenir d'autres partons non sensibles à l'interaction faible.

Ces partons supplémentaires sont d'ailleurs nécessaires à la chromodynamique quantique (QCD) qui interprète l'interaction forte comme une interaction dont la particule intermédiaire serait un autre type de parton: le gluon.

Ainsi l'image d'un hadron dans la théorie QCD est celle d'un gaz de quarks,liés par des gluons,constituant la valence, et des gluons donnant des paires de quark-antiquark s'annihilant en redonnant des gluons.Ces quark-antiquark mouvants constituent la mer du hadron.

Dans les tables 1-2,sont rappelés les nombres quantiques des quarks et leurs couplages par l'interaction faible dans le modèle de K.M. à six quarks.Ce modèle fait intervenir trois angles de mélange et une phase.A la limite $\theta_2=\theta_3=0$ on retrouve le modèle de G.I.M. à quatre quarks, et θ_1 s'identifie alors à l'angle de CABIBBO θ_c.

Les mesures expérimentales du couplage u -- d en utilisant la désintégration β et celle du muon,et du couplage u -- s par l'intermédiaire de la désintégration Ke_3 ont donné respectivement les résultats suivants [1.6]:

$$\sin\theta_c = .228 \pm .011$$

et $$\sin\theta_c = .219 \pm .011$$

	Q	S	C
u	2/3	0	0
d	-1/3	0	0
c	2/3	0	1
s	-1/3	-1	0
t	2/3	0	0
b	-1/3	0	0

	u	c	t
d	C_1	$-S_1 C_2$	$S_1 S_2$
s	$S_1 C_3$	$C_1 C_2 C_3 - S_2 S_3 e^{i\delta}$	$C_1 S_2 C_3 - C_2 S_3 e^{i\delta}$
b	$S_1 S_3$	$C_1 C_2 S_3 + C_3 S_2 e^{i\delta}$	$C_1 S_2 S_3 + C_2 C_3 e^{i\delta}$

$S_1 = \sin\theta_1$, $C_1 = \cos\theta_1$.....

Tab. 1-2. Nombres quantiques des 6 quarks et leurs couplages dans le modèle de KOBAYASHI-MASKAWA.

ce qui,dans la limite des erreurs,est compatible avec $\theta_3=0$.

Cette faible valeur de $\sin\theta_c$ a pour conséquence que les transitions telles que:

$$\Delta C = \Delta S = 0 \text{ ou } 1$$

sont favorisées,alors que les transitions telles que:

$$\Delta C \neq \Delta S$$

qui font intervenir un facteur $\sin^2\theta_c$ sont "supprimées".

1.3 Processus de production des dimuons.

Ce paragraphe est un rappel de différentes hypothèses quant aux modes de production des dimuons. Une étude complète de chacun de ces processus sortant du cadre de cette thèse,seul le modèle du charme est quelque peu détailllé qualitativement. Pour les autres, après une description rapide,nous donnons un critère de sélection qui au moment de l'analyse des données (cf §4.3) permettra de décider si le processus en question est à retenir ou non.

1.3.1 Le charme.

Le modèle des quarks-partons permet donc des transitions :

$c \longleftrightarrow s \quad \bar{c} \longleftrightarrow \bar{s} \qquad (\Delta C = \Delta S)$

$c \longleftrightarrow d \quad \bar{c} \longleftrightarrow \bar{d} \qquad (\Delta C \neq \Delta S)$

L'hypothèse de base est qu'une interaction de type "courant chargé" produit dans la gerbe hadronique l'un des mésons de la famille du D: les plus légers des mésons charmés connus.Le contenu en quarks de valence de ces mésons est :

$D^+ = (c\text{-}d) \qquad D^0 = (c\text{-}u)$

$\overline{D^0} = (\bar{c}\text{-}u) \qquad D^- = (\bar{c}\text{-}d)$

C'est la désintégration semi-leptonique de ce méson qui donne le deuxième muon.Un exemple de cette désintégration pour le méson D^0 est donné par le diagramme de la fig.1-3.

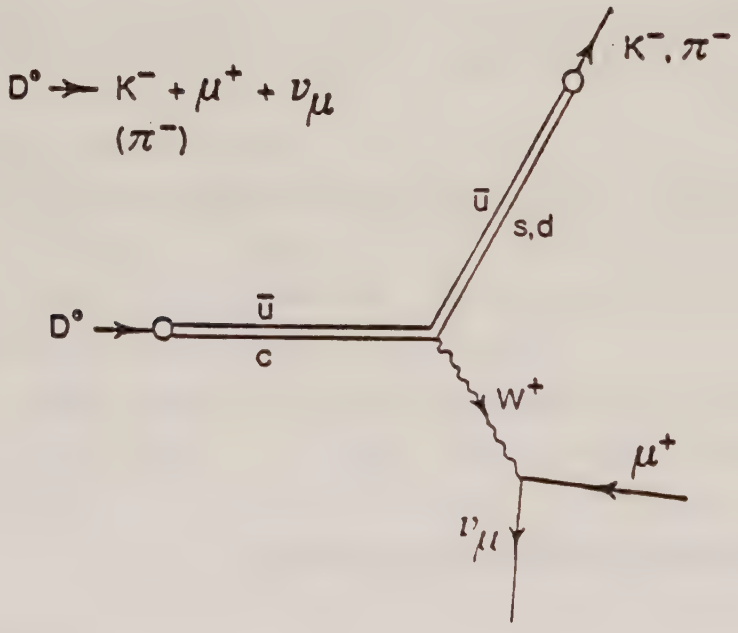


Fig. 1-3. Diagramme de la désintégration semi-leptonique du méson D^0.

Remarque:la désintégration $D^0 \longrightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}$,permise par la simple conservation de la charge,ne peut exister qu'au deuxième ordre des interactions faibles.

Regardons maintenant de plus près ce qui se passe au niveau de l'interaction W -N.Plusieurs cas sont à envisager:

-interaction avec un quark d de la valence

-interaction avec un quark d de la mer

-interaction avec un quark s de la mer.

Ces trois types d'interaction sont représentés sur les diagrammes de la fig.1-4.

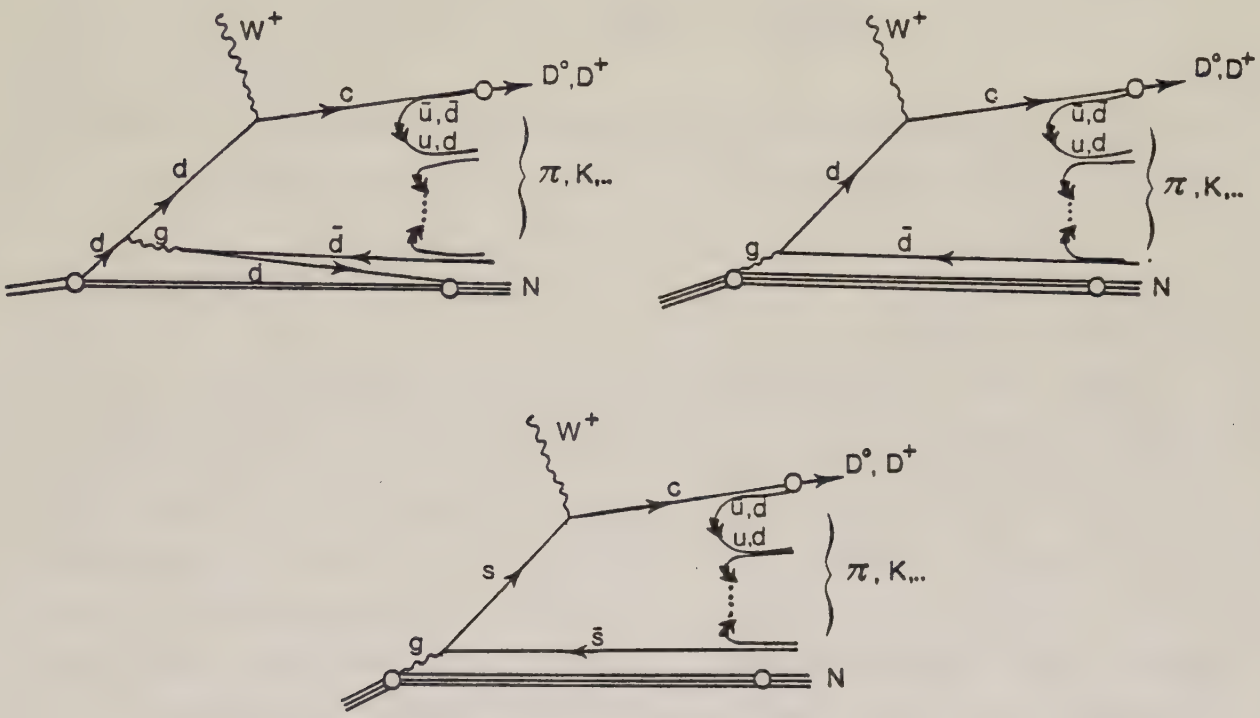


Fig. 1-4. Diagrammes contribuants à W + N —> D + X.

Enfin il existe une quatrième possibilité qui est représenté par le diagramme de la fig.1-5.Ce processus est très intéressant car il fait intervenir un anti-quark.

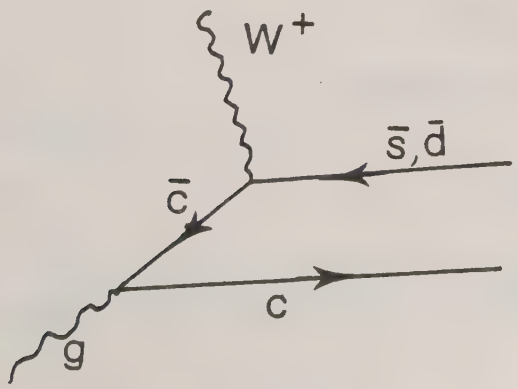


Fig. 1-5. Interaction sur la mer charmée.

En résumé l'interaction peut s'écrire :

$$\nu + N \longrightarrow \mu^- + D^0 + N + (\pi, K, \ldots)$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \mu^+ + K^-(\pi^-) + \nu$$

ou

$$\nu + N \longrightarrow \mu^- + D^+ + N + (\pi, K, \ldots)$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \mu^+ + \overline{K}^0(\pi^0) + \nu$$

En fait il faut ajouter que la désintégration du D peut aussi donner des K* (cf §5-1-4).

1.3.2 Les tridents.

Considérons la réaction :

$$\nu \longrightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu$$

Elle est cinématiquement interdite pour un neutrino libre,mais peut se produire dans le champ coulombien d'un noyau.
Elle correspond aux diagrammes de la fig.1-6 ,et le vertex leptonique est la contribution des deux diagrammes de la fig.1-7.

La signature d'un tel événement est l'absence d'énergie hadronique dans l'état final.

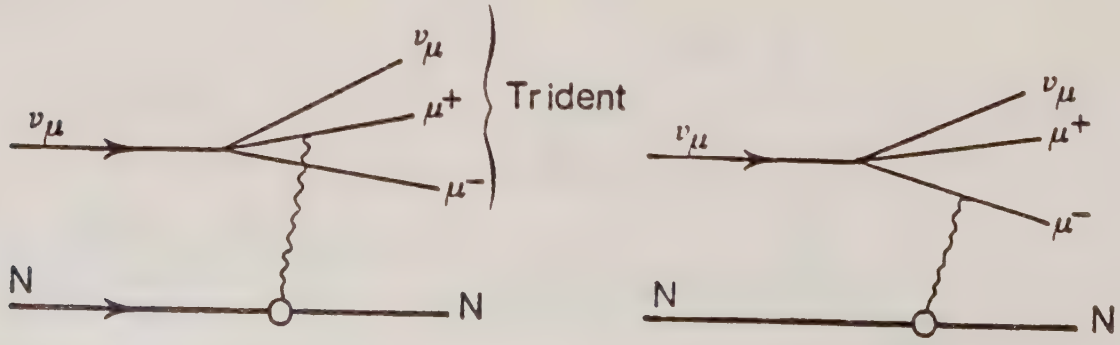


Fig. 1-6. Production des tridents.

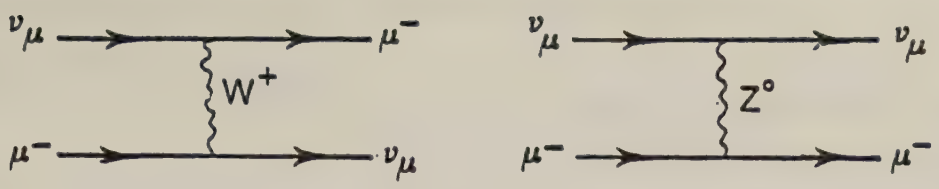


Fig. 1-7. Diagrammes du vertex leptonique dans la production de tridents.

1.3.3 Le Ψ.

Soit la réaction:

$$\nu \text{ ---> } \nu + \Psi$$

Comme la précédente il s'agit d'une réaction de type "courant neutre" qui ne peut avoir lieu que dans le champ coulombien d'un noyau.

La production diffractive du Ψ est représentée sur le diagramme de la fig.1-8.

Le Ψ peut se désintégrer suivant:

$$\Psi \longrightarrow \mu+ + \mu-$$

L'énergie hadronique de l'état final doit être faible.

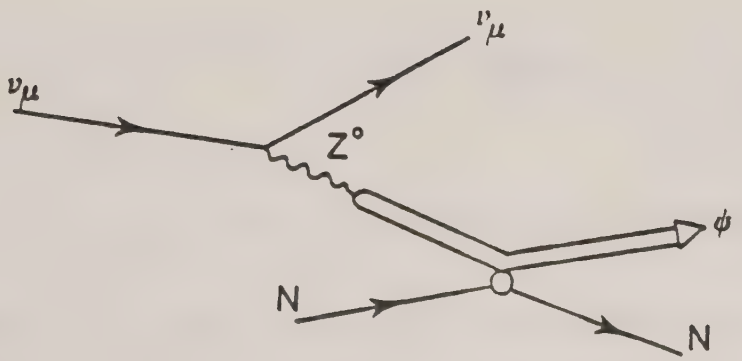


Fig. 1-8. Production diffractive du Ψ.

1.3.4 Les leptons lourds.

Un autre processus invoqué est la production d'un lepton lourd,suivant le diagramme de la fig.1-9.

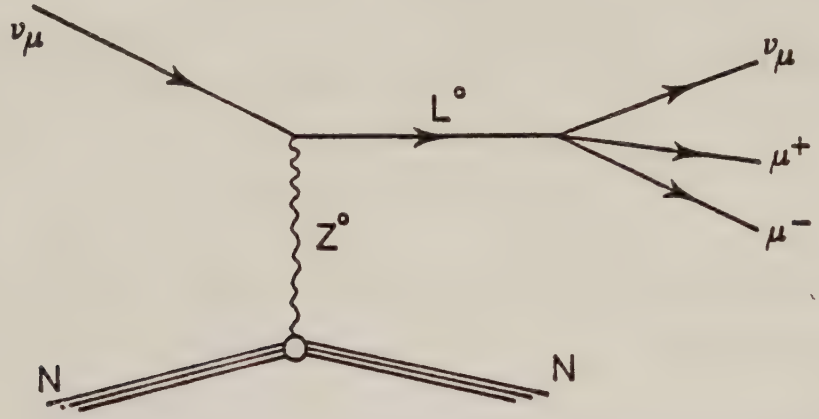


Fig. 1-9. Production et désintégration d'un lepton lourd.

Pais et Treiman [1.7],partant d'une forme très générale pour l'élément de matrice de la désintégration du lepton L^0,établissent une relation donnant les spectres en énergie des deux muons pour une polarisation et une vitesse arbitraires du L^0.Par intégration,ils en déduisent une expression pour le rapport des valeurs moyennes des énergies des muons,ainsi que les limites:

$$0.5 \leq \langle E- \rangle / \langle E+ \rangle \leq 2$$

1.3.5 Le bruit de fond π/K.

C'est la façon la plus simple pour expliquer l'origine des dimuons.

La gerbe hadronique contenant des K et des π,ils peuvent se désintégrer en $\mu + \nu$.

Ce processus est donc une source de paires ($\mu-$,$\mu+$),aussi bien que de paires ($\mu-$,$\mu-$).Nous verrons plus loin (cf §4.3.3) que ceci permet de calculer une limite supérieure pour ce bruit de fond.

1.4 Le lagrangien de l'interaction élémentaire neutrino-quark.

Dans le chapitre 4 nous expliquerons pourquoi l'hypothèse à retenir parmi celles citées plus-haut est celle de la production du charme.
Aussi faut-il maintenant se concentrer sur le processus élémentaire de l'interaction d'un neutrino et d'un quark.

On fait l'hypothèse que l'interaction est du type courant-courant, c'est-à-dire que le lagrangien peut s'écrire:

$$L = (G/\sqrt{2}) J^{\mu} J^{+}_{\mu} \qquad (1.1)$$

où J^{μ} est la somme d'un courant leptonique et d'un courant de quarks:

$$J^{\mu} = l^{\mu} + q^{\mu} \qquad (1.2)$$

l^{μ} et q^{μ} diminue la charge d'une unité, alors que leurs conjugués hermitiques l'augmente d'une unité.
Dans notre cas au vertex leptonique $\Delta Q = -1$
et au vertex hadronique $\Delta Q = +1$
Donc la seule partie du lagrangien qui nous intéresse est:

$$L = (G/\sqrt{2})\, l^{\mu}\, q^{+}_{\mu} \qquad (1.3)$$

On sait écrire le courant leptonique:

$$l^{\mu} = \sum_{p=e,\mu,\tau..} \bar{p}\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)\nu_p \qquad (1.4)$$

Une nouvelle fois nous ne conserverons que le terme qui nous concerne et écrirons:

$$l^{\mu} = \bar{l}'\gamma^{\mu}(1-\gamma_5)l \qquad (1.5)$$

l étant le spineur de DIRAC du neutrino entrant et l' celui du muon sortant.

Notons qu'à cause du facteur $(1-\gamma_5)$ et de la masse nulle (ou presque) du neutrino, le courant leptonique ne fait intervenir que des neutrinos d'hélicité -1.

Comme L doit être un scalaire ou un pseudoscalaire et que l^μ contient des termes de type vectoriel et axial, q^μ ne peut être qu'une combinaison de termes vectoriel et axial. D'autre part il doit contenir un terme qui conserve l'étrangeté et un terme qui la change. Nous l'écrirons donc:

$$q^\mu = \bar{c}\gamma^\mu[(1-C_s\gamma_5)s\cos\theta_c-(1-C_d\gamma_5)d\sin\theta_c] \qquad (1.6)$$

où c est le spineur du quark sortant

d (ou s) le spineur du quark entrant

et θ_c l'angle de CABIBBO.

Dans les calculs qui suivent on n'a jamais les deux termes à la fois, nous utiliserons donc simplement:

$$q^\mu = \bar{q}'\gamma^\mu(1-C_q\gamma_5)q$$
$$= \bar{q}'\gamma^\mu\{\alpha(1-\gamma_5)+\beta(1+\gamma_5)\}q \qquad (1.7)$$

avec

$$\alpha = (1+C_q)/2 \quad \text{et} \quad \beta = (1-C_q)/2$$

et C_q pour C_d ou C_s et q pour $s\cos\theta_c$ ou $-d\sin\theta_c$.

En résumé le lagrangien utilisé aura la forme suivante:

$$\boxed{L = (G/\sqrt{2})\bar{l}'\gamma^\mu(1-\gamma_5)l\bar{q}'\gamma_\mu(1-C_q\gamma_5)q} \qquad (1.8)$$

Chapitre II

SECTIONS EFFICACES.

Dans ce chapitre nous nous proposons,en utilisant le lagrangien donné précédemment,de calculer la section efficace de production des dimuons dans le modèle du charme.Ce faisant nous serons amenés au cours du calcul à introduire un certain nombre de notions importantes pour la suite: invariance d'échelle de Bjorken,fonction de fragmentation d'un quark et à faire quelques remarques à propos des distributions en y.

2.1 Sections efficaces de production du charme.

2.1.1 Pour le processus élémentaire.

Appelons k,k' les quadrimoments des leptons incident et produit,μ et μ' leurs masses; p,p',m et m' les quantités correspondantes pour les quarks.
Alors la section efficace différentielle est donnée par:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4\,\mu m}{[(kp)^2-\mu^2 m^2]^{0.5}} \times \delta^4(k+p-k'-p') \times \frac{d^3p'\,m'}{(2\pi)^3\,p'^0} \frac{d^3k'\,\mu'}{(2\pi)^3 k'^0}$$

$$\times \Sigma\, |\langle f | L | i \rangle|^2 \qquad (2.1)$$

où la sommation est effectuée sur les spins des particules finales et sur les moyennes des spins des particules initiales.
Ce terme est calculé dans l'appendice 2.

En reportant le résultat de ce calcul dans (2.1) et en tenant compte de la nullité de la masse du neutrino il vient:

$$d\sigma = \frac{G^2}{4\pi^2(kp)} \{(1+C_q)^2(kp)(k'p')+(1-C_q)^2(kp')(k'p) - mm'(1-C_q^2)(kk')\} \times \text{espace de phase}$$

Remarquons que cette section efficace est la somme de trois termes ayant des significations différentes.

Si $|C_q| = 1$ il ne subsiste qu'un seul terme. (On dit que l'on a alors "violation maximum de la parité".)
Si $C_q=+1$, le couplage au vertex hadronique est de la forme $(1-\gamma_5)$ et ne peut faire intervenir que des quarks d'hélicité -1 à la limite où la masse des quarks est nulle. On a alors un courant de la forme "V-A".
A contrario, si $C_q=-1$ le couplage est en $(1+\gamma_5)$ et ne concerne que des quarks d'hélicité droite. Le courant est de la forme "V+A".
Le dernier terme ne peut exister que si les couplages vectoriel et axial ont des intensités différentes, et dans ce cas les trois termes contribuent à la section efficace. Le dernier terme représente alors une interférence entre les deux types de courant.

L'intégration de ces différents termes est facile [2.1]. On trouve:

$$(1+C_q)^2(\pi/s)(kp)(s-\mu'^2-m'^2)\Delta(s,\mu'^2,m'^2)$$

$$(1-C_q)^2(\pi/6s^3)(kp)\{s\Delta^2(s,\mu'^2,m'^2)+(s+m^2)[s^2+s(\mu'^2+m'^2) -2(\mu'^2-m'^2)^2]\{\Delta(s,\mu'^2,m'^2)$$

$$(1-C_q^2)mm'(\pi/s^2)(kp)(s+\mu'^2-m'^2)\Delta(s,\mu'^2,m'^2)$$

avec: $\Delta^2(a,b,c) = a^2+b^2+c^2-2ab-2ac-2bc$

$s = (k+p)^2$

Avant de simplifier ces expressions, voyons ce qu'elles deviennent pour une interaction neutrino-antiquark.
Une analyse rapide du calcul fait dans l'appendice 2 montre qu'il suffit de faire le changement $p \longleftrightarrow -p'$ ou ce qui est équivalent $C_q \longleftrightarrow -C_q$ pour obtenir le résultat.

On a vu que $s \simeq 2m_p E$, comme d'autre part nous ne retiendrons dans l'analyse que les événements pour lesquels l'énergie est au moins de 30 GeV, les masses m, m', μ et μ' sont négligeables devant s.
Il ne subsiste alors que les deux premiers termes qui valent respectivement:

$$(1+C_q)^2 \pi s(kp)$$
$$(1-C_q)^2 (\pi/3) s(kp) \qquad (2.2)$$

Et on obtient pour les sections efficaces totales:
neutrino-quark

$$\sigma = (G^2/3\pi)s\}3(1+C_q)^2/4 + (1-C_q)^2/4\{ \qquad (2.3)$$

neutrino-antiquark

$$\overline{\sigma} = (G^2/3\pi)s\}3(1-C_q)^2/4 + (1+C_q)^2/4\{ \qquad (2.4)$$

Cette forme laisse en évidence les contributions "V-A" et "V+A".

Pour simplifier encore ces relations, il faut avoir recours à des modèles. Par exemple dans le modèle standard des interactions faibles, tous les courants chargés ont la forme "V-A", c'est-à-dire que $C_q = 1$.
Les sections efficaces totales deviennent donc:

$$\sigma = (G^2/\pi)s \qquad (2.5)$$
$$\overline{\sigma} = (G^2/3\pi)s \qquad (2.6)$$

Pour passer au modèle de WEINBERG-SALAM il faut tenir compte du propagateur du W,c'est-à-dire qu'il faut diviser les expressions précédentes par:

$$(1 + Q^2/M_w^2)^2$$

Théoriquement on peut calculer une limite inférieure à la masse du W:

$$M_w^2 > (\pi\alpha/\sqrt{2}G)/\sin^2\theta_w \simeq (37.5)^2/0.23$$

Ce qui donne:

$$M_w > 80 \text{ GeV}$$

Comme dans notre cas:

$$\langle Q^2 \rangle \simeq 20 \text{ GeV}^2$$

cette correction est négligeable.

Enfin,toujours en négligeant toutes les masses,les termes $(1-\gamma_5)$ imposent des contraintes sur l'hélicité des particules et donc sur les distributions angulaires.
En effet les neutrinos et les quarks étant nécessairement d'hélicité gauche et les antiquarks d'hélicité droite,on a,dans le repère du centre de masse,pour une interaction neutrino-quark un système dans un état J=0 et donc une distribution plate en $\cos\theta^0$.Par contre pour l'interaction neutrino-antiquark,le système est dans l'état J=1,et par conséquent la distribution angulaire est en $(1+\cos\theta^0)^2$.(Fig.2-1)
D'autre part si on définit la variable sans dimension:

$$y = p(k-k')/pk$$

alors:

$$y \simeq (1-\cos\theta^0)/2$$

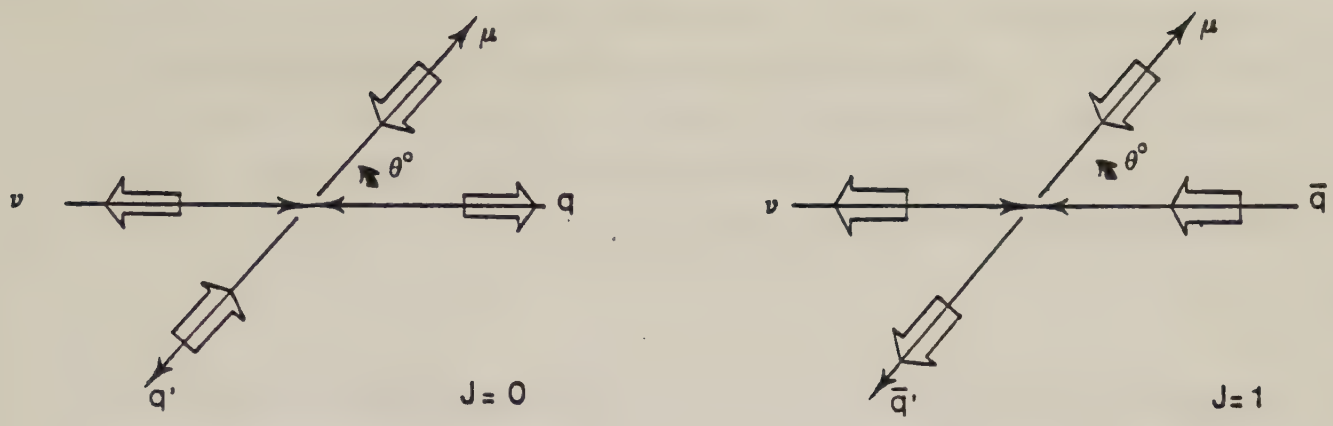


Fig. 2-1. Moments angulaires de l'interaction ν-q.

D'où les sections efficaces différentielles:

$$d\sigma/dy = (G^2/\pi)s \qquad (2.7a)$$

$$d\bar{\sigma}/dy = (G^2/\pi)s(1-y)^2 \qquad (2.7b)$$

Et si l'on revient au cas plus général $C_q \neq 1$:

$$d\sigma/dy = (G^2/\pi)s\{(1+C_q)^2/4 + (1-y)^2(1-C_q)^2/4\{ \qquad (2.8a)$$

$$d\bar{\sigma}/dy = (G^2/\pi)s\}(1-C_q)^2/4 + (1-y)^2(1+C_q)^2/4\{ \qquad (2.8b)$$

2.1.2 Pour l'interaction avec un nucléon.

Dans le modèle des quarks-partons on considère les quarks comme libres à l'intérieur du nucléon,alors la section efficace est la somme incohérente des sections efficaces des processus élémentaires,c'est-à-dire:

$$d\sigma = \Sigma_i \, d\sigma_i n_i \qquad (2.9)$$

où n_i est le nombre de quarks du type i.
La somme s'effectue uniquement sur les quarks puisque par hypothèse ce sont les seuls partons sensibles à l'interaction faible.

Le problème est maintenant de passer des "variables-quarks" aux "variables-nucléon".
Notons par P le moment du nucléon et par p celui du quark concerné par l'interaction,et soit ξ la fraction du moment du nucléon portée par le quark,c'est-à-dire que ces trois quantités sont liées par la relation:

$$p = \xi P \qquad (2.10)$$

Toujours parce que les quarks sont considérés comme libres,la conservation de l'énergie-impulsion au vertex W-quarks permet d'écrire:

$$(p+q)^2 = m'^2$$

Soit:

$$m^2+q^2+2\xi Pq = m'^2$$

$$\xi = x + \frac{m'^2-m^2}{2m_p\nu} \qquad (2.11)$$

$$= x\,(\,1 + \Delta m^2/Q^2\,)$$

Les variables x et ν ayant été définies en 1.1.

D'autre part:

$$s = (k+p)^2$$

$$s = m^2+2\xi m_p E \simeq 2\xi m_p E \qquad (2.12)$$

dans le repère du laboratoire.

Notons $U(\xi),D(\xi),S(\xi),C(\xi)$ les densités des quarks u,d,s,c et $\overline{U}(\xi),\overline{D}(\xi),\overline{S}(\xi),\overline{C}(\xi)$ les densités des anti-quarks dans le proton.C'est-à-dire que par exemple $U(\xi)d\xi$ est le nombre de quarks de type u contenu dans un proton de moment P,et dont le moment est compris entre ξP et $(\xi+d\xi)P$.

Ces densités doivent vérifier:

$$\int [S(\xi)-\overline{S}(\xi)]d\xi = \int [C(\xi)-\overline{C}(\xi)]d\xi = 0$$

puisque le proton a une étrangeté et un charme nuls,et:

$$\int [U(\xi)-\overline{U}(\xi)]d\xi=2 \quad \int [D(\xi)-\overline{D}(\xi)]d\xi=1$$

puisque les quarks de valences du proton sont 2 u et 1 d.
Pour le neutron la symétrie de charge des interactions fortes permet d'écrire:

$$U^p(\xi)=D^n(\xi) \quad D^p(\xi)=U^n(\xi)$$

Posons:

$$\sigma_0 = G^2 m_p E/\pi \qquad (2.13)$$

et

$$u(\xi)=\xi U(\xi), \text{etc...}$$

Les résultats rassemblés dans la table 2.2 permettent alors d'exprimer les sections efficaces de production du charme dans l'interaction ν-proton, ν-neutron et ν-cible isoscalaire.
Par exemple dans l'hypothèse où tous les courants sont de la forme "V-A" on a pour une cible isoscalaire:

$$d\sigma/dyd\xi = \sigma_0 \{[u(\xi)+d(\xi)]\sin^2\theta_c+2s(\xi)\cos^2\theta_c + 2\overline{c}(\xi)(1-y)^2\} \qquad (2.14)$$

	CAS GENERAL	$C_d = 1 \rightarrow \begin{cases} \alpha_{d=1} \\ \beta_{d=0} \end{cases}$	$C_d = 1 \quad C_s = 1 \rightarrow \begin{cases} \alpha_{s=1} \\ \beta_{s=0} \end{cases}$
$\nu + d \rightarrow c$	$2\left\{ \alpha_d^2 + [1-y]^2 \beta_d^2 \right\} d(\xi) \sin^2 \theta_c$	$2\, d(\xi) \sin^2 \theta_c$	$2\, d(\xi) \sin^2 \theta_c$
$\nu + s \rightarrow c$	$2\left\{ \alpha_s^2 + [1-y]^2 \beta_s^2 \right\} s(\xi) \cos^2 \theta_c$	$2\left\{ \alpha_s^2 + [1-y]^2 \beta_s^2 \right\} s(\xi) \cos^2 \theta_c$	$2\, s(\xi) \cos^2 \theta_c$
$\nu + \bar{c} \rightarrow \bar{d}$	$2\left\{ \alpha_d^2 [1-y]^2 + \beta_d^2 \right\} \bar{c}(\xi) \sin^2 \theta_c$	$2\, [1-y]^2\, \bar{c}(\xi) \sin^2 \theta_c$	$2\, \bar{c}(\xi) \sin^2 \theta_c \times [1-y]^2$
$\nu + \bar{c} \rightarrow \bar{s}$	$2\left\{ \alpha_s^2 [1-y]^2 + \beta_s^2 \right\} \bar{c}(\xi) \cos^2 \theta_c$	$2\left\{ \alpha_s^2 [1-y]^2 + \beta_s^2 \right\} \bar{c}(\xi) \cos^2 \theta_c$	$2\, \bar{c}(\xi) \cos^2 \theta_c \times [1-y]^2$

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d^2\sigma}{d\xi\, dy}$$

Tab. 2-2. Sections efficaces des processus élémentaires ν-q.

2.2 Fonctions de fragmention.

2.2.1 Le modèle.

Pour achever le calcul il est maintenant nécessaire de connaitre le comportement des quarks et des gluons.Actuellement le formalisme le plus utilisé pour décrire ce comportement est celui de QCD.

Dans cette théorie les quarks sont "confinés":c'est-à-dire qu'ils sont liés par une force attractive à très courte portée.On peut montrer que la conséquence de ce confinement est qu'ils ne sont pas observables à l'état de quark libre [2.2].

Ainsi,par exemple,lorsque le quark c produit par l'interaction du boson W s'éloigne des autres quarks du nucléon avec une impulsion p_1,son énergie potentielle augmente jusqu'à ce qu'elle soit suffisante pour se matérialiser sous la forme d'une paire $q\bar{q}$.
Le quark c peut donc former un état lié $c\bar{q}$,c'est-à-dire un méson,en emportant une fraction z_1 de l'impulsion p_1.
Le processus précédent se renouvelle alors pour le nouveau quark "célibataire" et ainsi de suite.....(Fig.2-3).

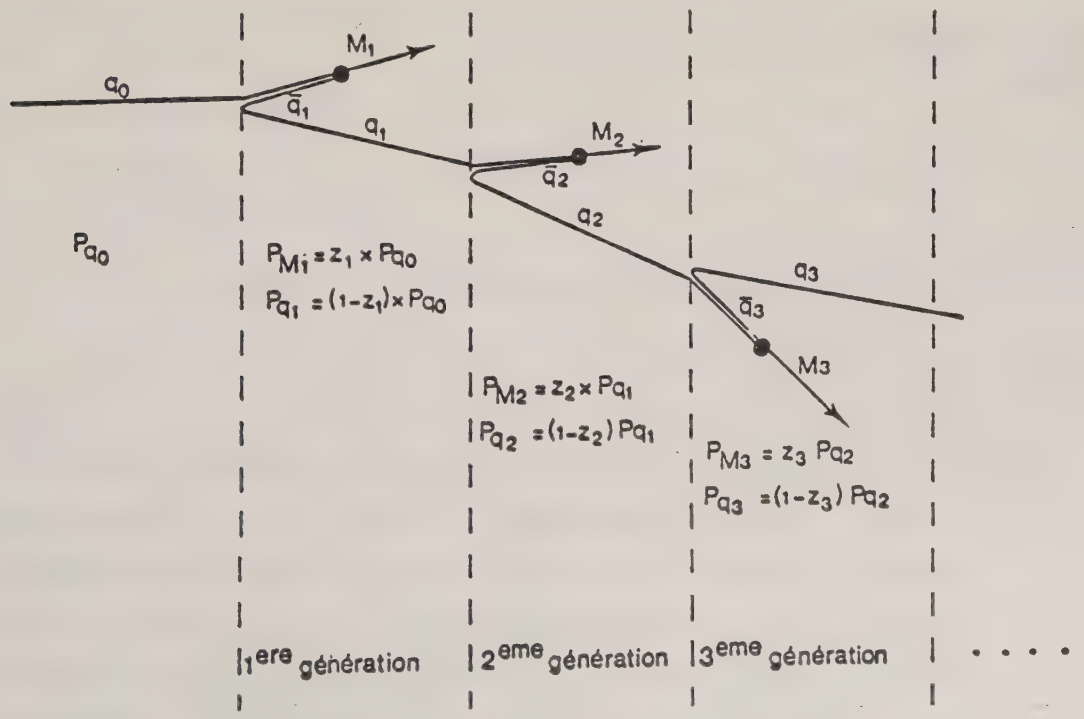


Fig. 2-3. Film de la fragmentation d'un quark dans la théorie de FEYNMAN.

Le quark initial se fragmente donc en une cascade de hadrons prenant chacun une faible impulsion transverse.Expérimentalement le phénomène se manifeste sous la forme d'un jet de particules. Ce modèle a été développé par FEYNMAN,FIELD et FOX [2.3] pour expliquer l'existence de jets à grande impulsion transverse dans les collisions hadrons-hadrons.

Dans ce modèle le processus est complètement déterminé par la connaissance de fonctions dites fonctions de fragmentation et définies comme suit:

$D_q^h(z)$ probabilité pour un quark q de se fragmenter en un hadron h emportant la fraction z de l'impulsion initiale à dz près.

C'est-à-dire qu'un hadron h issu de la fragmentation d'un quark q d'impulsion p_1 a une probabilité $D_q^h(z)$ d'avoir une impulsion $p_2 = zp_1$ à dz près.
On en déduit immèdiatement que l'intégrale:

$$\int D_q^h(z)\, dz \qquad (2.15a)$$

donne la multiplcité des hadrons de type h,ainsi que la règle de somme:

$$\Sigma_h \int z D_q^h(z)\, dz = 1 \qquad (2.15b)$$

On fait généralement les hypothèses suivantes:

<u>universalité:</u> quel que soit le processus ayant produit le quark la fragmentation s'effectue de la même manière.Cela signifie que les fonctions de fragmentation sont les mêmes pour les réactions d'annihilation e e ou les diffusions profondément inélastiques leptons-nucléons ou les collisions hadrons-hadrons.....ou encore pour un quark issu de la n-ième génération d'un processus de fragmentation.

<u>invariance d'échelle:</u> les fonctions de fragmentation ne dépendent que de z.

Nous y ajouterons l'hypothèse suivante:la distribution en impulsion transverse des hadrons du jet peut se paramétriser par:

$$dN/dp_t^2 = Cste \times \exp(-6\sqrt{m^2+p_t^2}) \qquad (2.16)$$

Enfin il faut préciser que ce modèle de fragmentation peut être complèté en utilisant la notion de diquark pour engendrer aussi des baryons [2.4].En se basant sur les résultats de TASSO [2.4] T.MEYER trouve que la probabilité d'une telle production est de l'ordre de .075,donc assez faible pour être négligée dans notre cas.

2.2.2 Prédictions théoriques.

De nombreuses paramètrisation ont été proposées [6.1] et confrontées aux résultats expérimentaux pour les fonctions de fragmentation des quarks "ordinaires" (u,d,s).

Ainsi FEYNMAN et FIELD donnent-ils une paramètrisation complète des fonctions de fragmentation des quarks u,d et s en π et K [2.3].

Autres formes proposées:

SEIDEN	[2.5]	$1/z$
ELLIS et al.	[2.6]	$(1-z)^2/z$

D'autres auteurs se sont plus spécialement intéressés à la fragmentation du quark c en méson D,et ont proposé différentes formes de fonctions:

SEHGAL-ZERWAS	[2.7]	$(1-z)/z$
BARGER et al.	[2.8]	$\exp(-3z)$
GRONAU et al.	[2.9]	$(1-z)^2$

Toutes ces formes favorisent la région des petits z et ne différent que par la contribution des grands z.Par contre les fonctions proposées par:

SUZUKI	[2.10]	$\delta(z-.8)$
KARTVELISHVILI	[2.11]	$z^3(1-z)$

sont piquées à grand z.

2.3 Section efficace de production des dimuons.

Nous sommes intéressés par la fragmentation du quark c. Les mésons pseudo-scalaires de la première génération peuvent être des D^0, D^+, F^+, η_c.... suivant que la première paire $q\bar{q}$ matérialisée est $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$..... On peut aussi obtenir des mésons vectoriels D^*, F^*, Ψ.....

A cause de leur plus grande masse les paires $s\bar{s}$ et $c\bar{c}$ sont défavorisées. Nous négligerons leur contribution ainsi que celle des mésons vectoriels. D'autre part l'isospin étant un bon nombre quantique pour les interactions fortes on a:

$$D_c^{D^0} = D_c^{D^+} \equiv D_c \qquad (2.17)$$

Cette fonction de fragmentation nous permet maintenant d'écrire complètement la section efficace de production des dimuons,dans le cadre des hypothèses restrictives précédentes. On obtient en appelant B_{sl} le rapport de branchement semi-leptonique du méson D:

$$\frac{d\sigma(2\mu)}{d\xi dy dz} = \frac{d\sigma(c)}{d\xi dy} D_c(z)\, B_{sl} \qquad (2.18)$$

2.4 Distribution en y.

Les sections efficaces des processus élémentaires $\nu q \rightarrow \nu q'$, qui sont rassemblées dans la table 2-2, permettent d'écrire dans le cas le plus général:

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0 d\xi dy} = \alpha_d^2 \{[u(\xi)+d(\xi)] + 2(1-y)^2\bar{c}(\xi)\} \sin^2\theta_c + \beta_d^2 \{2\bar{c}(\xi) + (1-y)^2[u(\xi)+d(\xi)]\}\sin^2\theta_c + \alpha_s^2 \{2s(\xi) + 2(1-y)^2\bar{c}(\xi)\}\cos^2\theta_c + \beta_s^2 \{2\bar{c}(\xi) + 2(1-y)^2 s(\xi)\}\cos^2\theta_c \qquad (2.19)$$

Cette relation appelle plusieurs remarques.

-Les valeurs moyennes de toute fonction de x et/ou de y sont indépendantes de l'énergie.

-La dépendance en y provient de deux composantes: une composante constante et une composante en $(1-y)^2$.

-Si l'on peut négliger $c(\xi)$, le terme en $(1-y)^2$ ne peut exister que si β_s ou β_d sont différents de 0. Et l'étude des distributions en y permet donc d'étudier le couplage des quarks $c \leftrightarrow d$ et $c \leftrightarrow s$.

2.5 Effets de masses.

Dans les calculs précédents, nous avons plusieurs fois fait l'hypothèse que les masses des quarks étaient négligeables. Dans ce cas la relation (2.11) devient $\xi = x$, et x s'interprète donc simplement comme étant la fraction du moment du nucléon transportè par le quark.

Par conséquent le modèle des partons vérifie automatiquement l'invariance d'échelle de BJORKEN [2.12], c'est-à-dire que, par exemple, les sections efficaces différentielles s'exprime en fonction de x seul, et n'ont pas de dépendance en Q^2.

Cette approximation est certainement valable dans le cas des quarks u et d,mais est-elle opportune pour les quarks s et surtout c(dont la masse est peut-être > 1.5 GeV)?
Si Δm^2 n'est pas très petit devant Q^2,alors (2.11) introduit une brisure de l'invariance d'échelle (dite "slow-rescaling" puisque sensible uniquement pour les petites valeurs de Q^2).
D'autre part si la masse des quarks (au carré) est bien négligeable devant l'invariant s ($\geq$ 60 GeV^2 dans l'analyse),par contre on ne peut plus parler d'état propre de l'hélicité.

Mais dans ce cas on peut développer le spineur du quark sur les deux états propres de l'hélicité et par conséquent on obtient une composante $(1-y)^2$ dans la section efficace.

En conséquence si l'étude de la distribution en y montre une composante $(1-y)^2$,celle-ci peut avoir trois origines:

-mer charmée
-mélange "V-A"--"V+A"
-effet de la masse des quarks.

Chapitre III

DESCRIPTION RAPIDE DE L'EXPERIENCE.

3.1 Le faisceau.

3.1.1 Comment obtenir des neutrinos de haute énergie?

Le mode de désintégration le plus important des pions et des kaons étant

$$\pi^{\pm} \xrightarrow{(-)} \mu^{\pm} + \nu \quad (\simeq 100\ \%)$$

$$K^{\pm} \xrightarrow{(-)} \mu^{\pm} + \nu \quad (\simeq 63.5\ \%)$$

ceux-ci fournissent une source de neutrinos.
Il existe un autre mode de désintégration du meson K,qui fournit aussi un neutrino,c'est :

$$K^{\pm} \xrightarrow{(-)} \pi^{0} + \mu^{\pm} + \nu \quad (\simeq 3\ \%)$$

Les autres modes ne donnent que des combinaisons de pions.

Comme les pions et les kaons sont des particules relativement faciles à produire,les rapports de branchement indiqués montrent qu'il s'agit d'une source abondante de neutrinos.

Pour obtenir un faisceau de neutrinos de haute énergie il suffit donc de disposer d'un faisceau de haute énergie de pions et de kaons.

3.1.2 Constitution du faisceau.

Le S.P.S. du CERN accélère des protons jusqu'à 400 GeV.Ceux-ci,après extraction sont envoyés sur une cible où ils produisent des hadrons très énergétiques.

Ces hadrons sont ensuite sélectionnés par un ensemble de champs magnétiques. Il y a alors deux possibilités :

-on ne sélectionne que le signe des hadrons,ce qui donne un faisceau de (anti-)neutrinos à large bande (Wide Band Beam).

-on sélectionne le signe et l'impulsion des hadrons (200 GeV par exemple), ce qui donne un faisceau à bande étroite (Narrow Band Beam).

Il faut ajouter que la sélection en signe est plus efficace dans le cas du NBB que dans le cas du WBB.

La longueur de désintégration d'un pion (resp. d'un kaon) ayant une impulsion de 200 GeV étant ≃12 km (resp. ≃1.5 km) la partie sélection du faisceau doit être suivie d'une partie permettant la désintégration: c'est le tunnel de désintégration.(≃300 m)

Celui-ci est suivi d'un blindage arrêtant les hadrons restants,ainsi que les muons.Sa longueur est d'environ 400 m.

Et c'est au-delà que se trouvent les appareils expérimentaux (BEBC, CDHS,CHARM).(Fig.3-1)

3.1.3 Comparaison entre WBB et NBB.

Notre but n'étant pas de faire une étude exhaustive des deux types de faisceaux,nous ne citerons que qelques particularités.

Le faisceau WBB est le plus intense mais cette intensité a une décroissance exponentielle avec l'énergie.

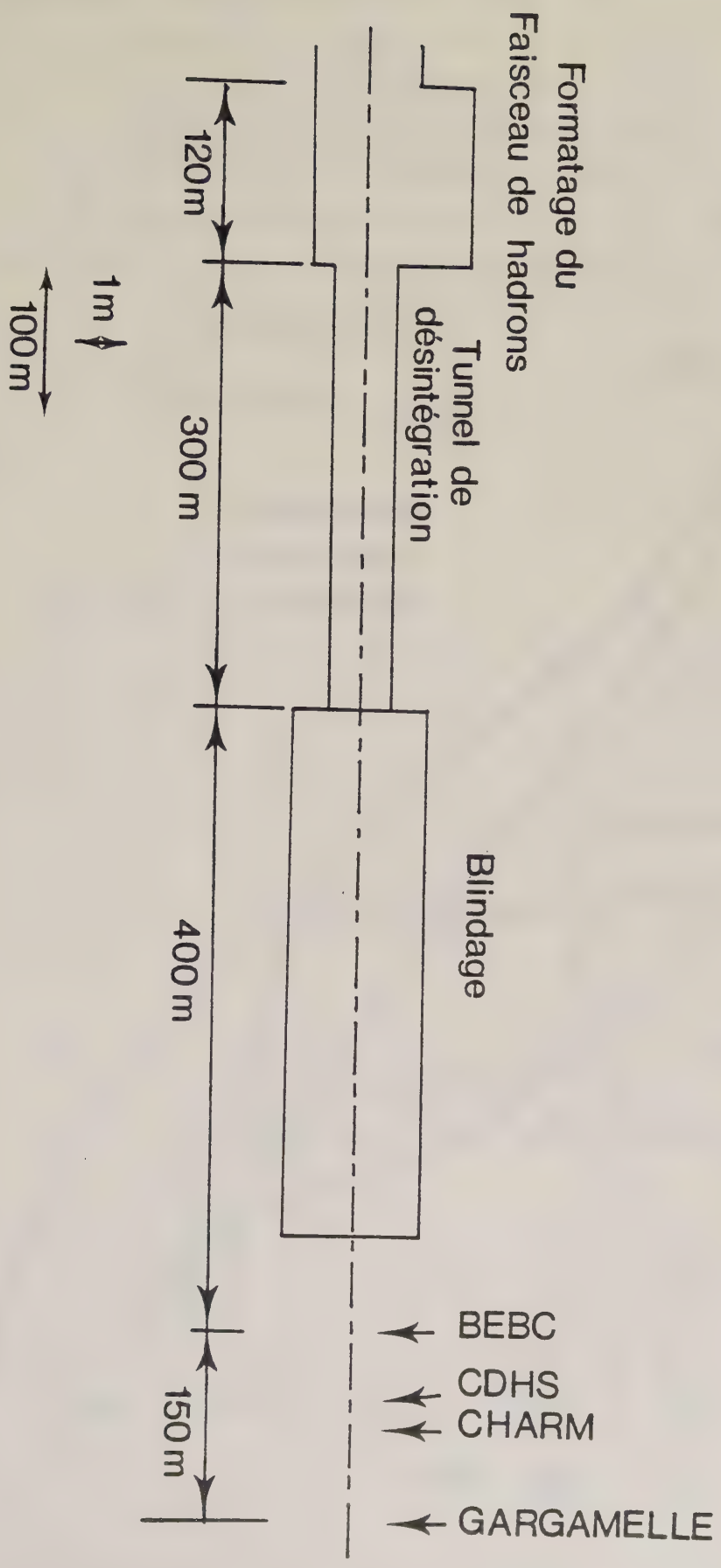


Fig. 3-1. Implantation du faisceau et des expériences.

Les (anti-)neutrinos étant produits dans une réaction à deux corps, le spectre du NBB est plat. (En réalité il y a deux paliers :un pour les K et un pour les π)(Fig.3-2)(Appendice 3) De plus il existe une relation entre l'énergie du neutrino incident et la distance du point d'interaction à l'axe du faisceau.(Fig.3-3)

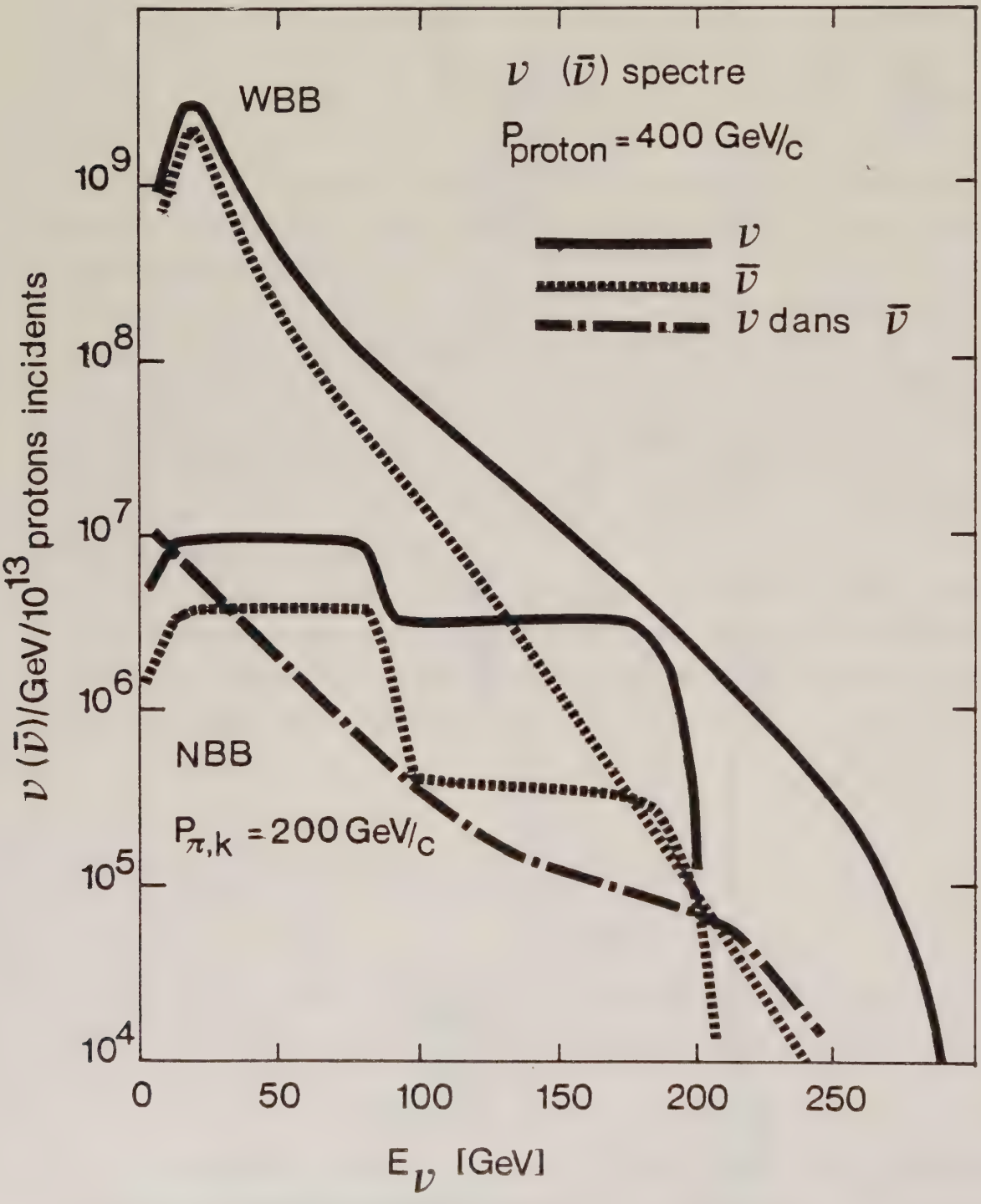
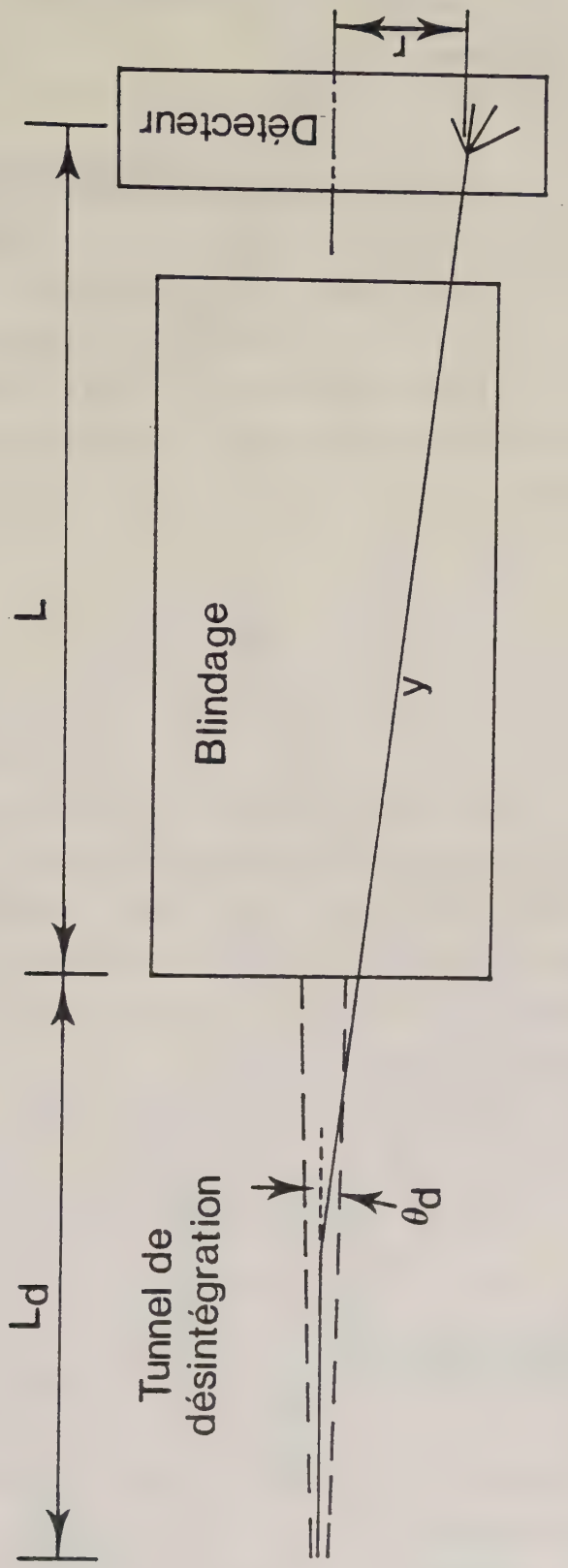


Fig. 3-2. Spectres des différents faisceaux.



$\theta_d \approx r/(L+L_d/2)$

$E_\nu \approx p\,(M^2_{\pi/K} - m^2_\mu)/(M^2 + p^2\,\theta_d^2)$

$p \approx 200\,\text{GeV/c}$

Fig. 3-3. Relation E/R.

Fig. 3-3. Relation E/R.

Au niveau de la cible les hadrons positifs sont produits en plus grand nombre que les hadrons négatifs,ce qui a deux conséquences pour les faisceaux:

-d'une part le faisceau d'antineutrinos est moins intense que celui de neutrinos.

-d'autre part,essentiellement pour le WBB,à cause des hadrons qui se désintègrent avant la sélection en signe et de l'imperfection de cette sélection la contamination par les neutrinos du faisceau d'antineutrinos est plus importante que la contamination inverse :≃100 % contre qq %. Ainsi à partir de 200 GeV les neutrinos sont plus nombreux que les anti-neutrinos dans le WBB anti-neutrinos.

3.2 L'appareil.

Le but de l'expérience étant d'étudier les interactions ν-nucléon l'appareil doit comporter une partie cible.
D'autre part on a vu (cf§1.1) que les produits de l'interaction sont un ou plusieurs muons et des hadrons,et que la cinématique de la réaction est complètement déterminée par la connaissance de trois grandeurs.
Pour notre appareillage les trois quantités physiques que l'on a choisi de mesurer sont l'impulsion et l'angle d'émission du ou des muons produits,et l'énergie de la gerbe hadronique.

L'appareil doit donc remplir trois fonctions:

-une fonction de cible

-une fonction de calorimétrie: mesure de l'énergie de la gerbe hadronique.

-une fonction de détection: repérage dans l'espace des traces du ou des muons produits.

La particularité de l'appareil construit par CDHS est d'intégrer ces trois fonctions.

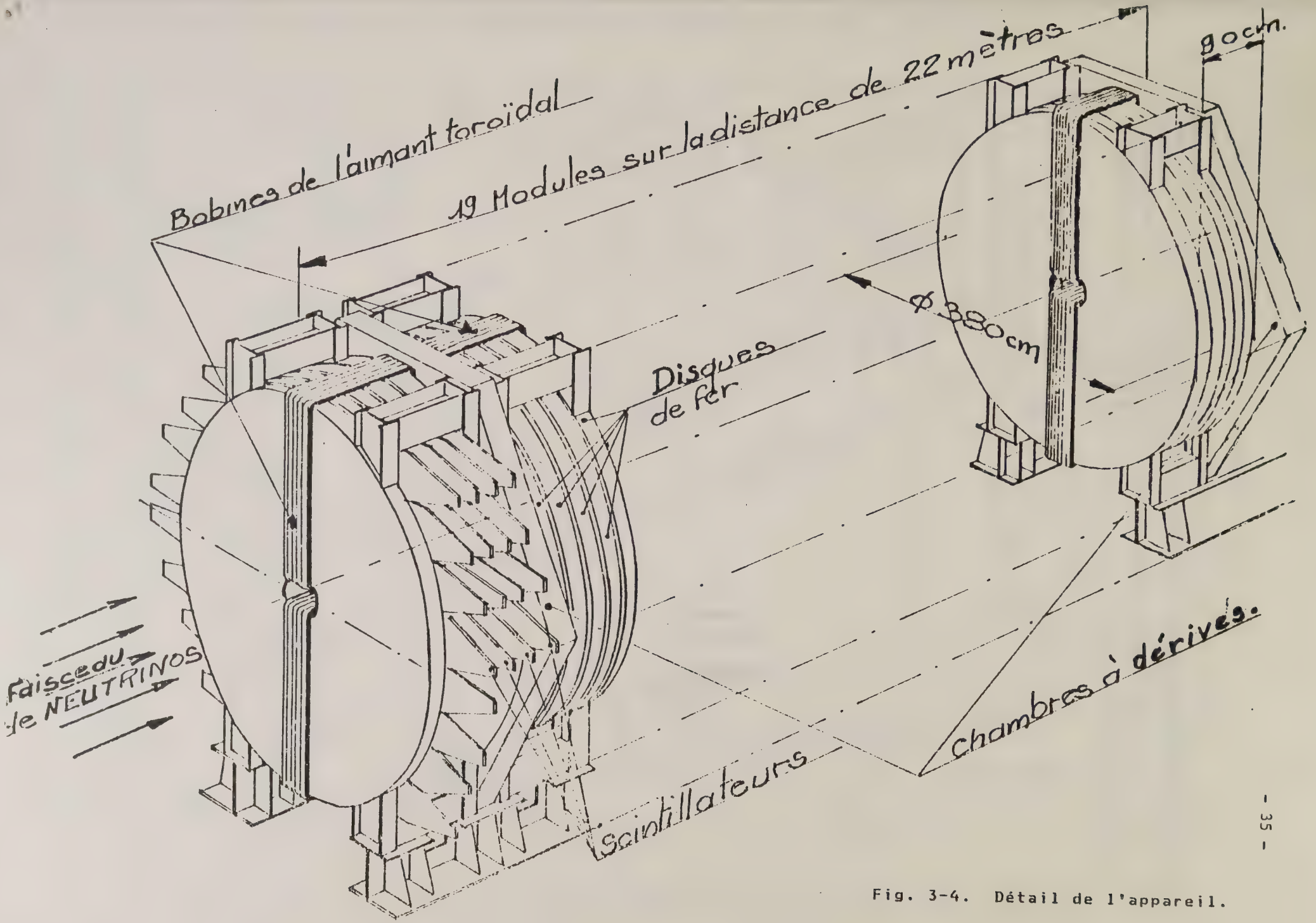


Fig. 3-4. Détail de l'appareil.

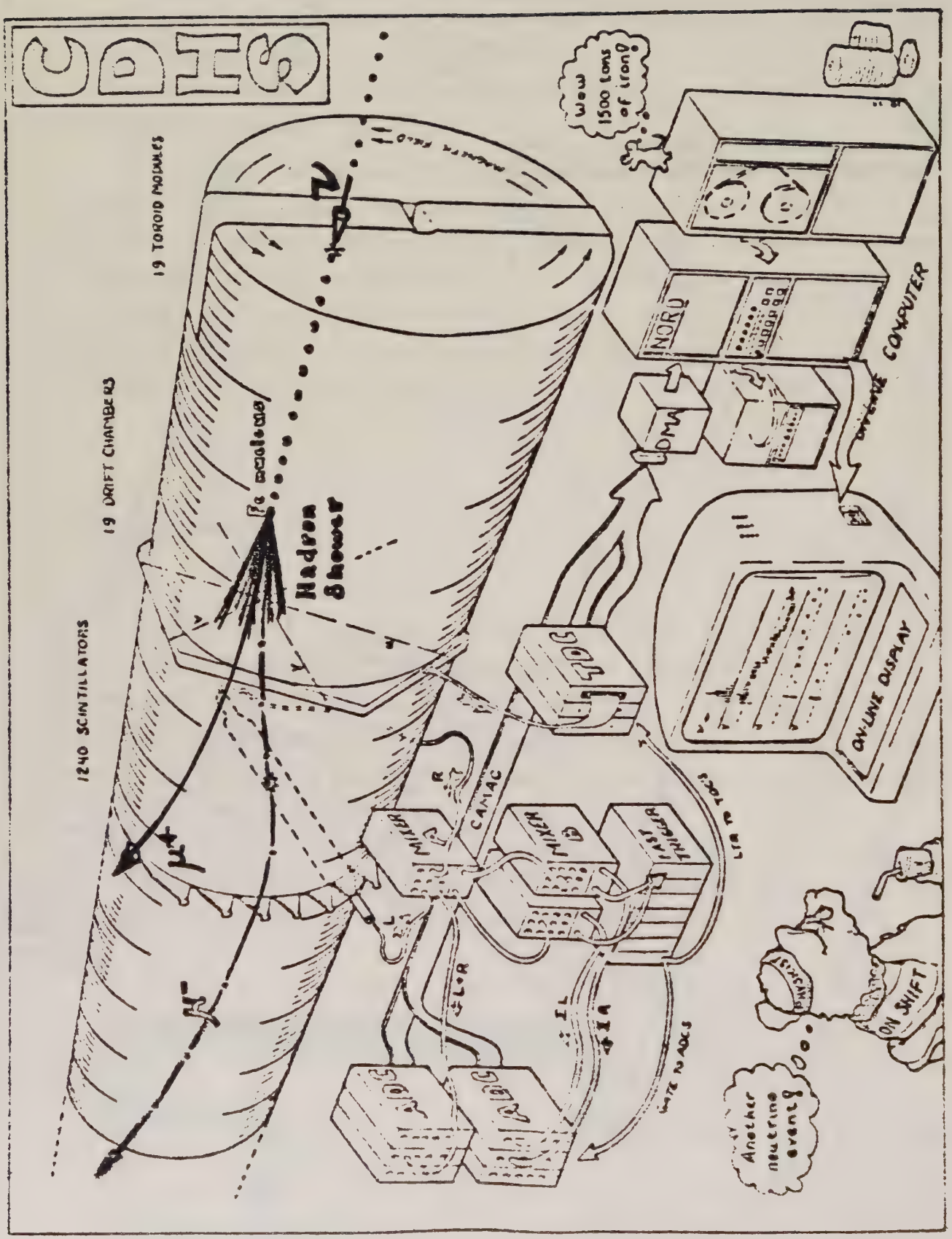


Fig. 3-5. Le système d'acquisition des données "on-line".

La figure 3-4 donne une idée de l'ensemble de l'appareil.Le dessin de la figure 3-5 montre d'une façon trés schématique,la manière dont se déroulent un événement et l'enregistrement des données fournies par les différentes parties de l'appareil.

3.2.1 La partie cible.

Elle est constituée de 19 modules circulaires de fer,d'un diamètre de 3.80 m,d'une épaisseur de 0.75 m et d'une masse de 65 T,donc une masse totale de 1235 T pour une longueur totale de 22 m.
La masse fiducielle est de 800T,c'est-à-dire qu'elle comporte de l'ordre de 10^{32}-10^{33} nucléons.

Chaque module est lui-même un assemblage de disques :
-15 disques de 5 cm d'épaisseur pour chacun des 7 premiers modules.
- 5 disques de 15 cm d'épaisseur pour chacun des 12 suivants.

Une ouverture pratiquée au centre de chaque disque permet le passage de deux bobines situées radialement.Ces bobines font règner un champ magnétique toroidal dans les disques.

3.2.2 La partie calorimètre.

Derrière chaque disque sont placés des scintillateurs. Chaque groupe de scintillateurs comporte 8 palettes placées horizontalement et couvrant toute la surface d'un disque.

L'énergie d'ionisation déposée par les hadrons dans les scintillateurs est proportionnelle à l'énergie de la gerbe.
Cette énergie est convertie en une charge électrique par des photomultiplicateurs placés à chaque extrêmité des scintillateurs,charge qui est ensuite digitalisée par des ADC.

Pour pallier les variations dans le temps des caractéristiques de la chaine électronique PM+ADC,on mesure régulièrement sa réponse au passage d'une particule au minimum d'ionisation (en utilisant les rayons cosmiques).
Le signal reçu pour un événement est comparé à cet étalon et le résultat est donné en nep (nombre équivalent de particules au minimum d'ionisation).

La mesure de l'énergie hadronique se fait donc en deux étapes:

$$\text{signal} \xrightarrow[\text{calibration relative}]{} \text{nep} \xrightarrow[\text{calibration absolue}]{} E$$

Des tests du calorimètre ont permis d'établir une relation entre nep et énergie:

$$E(GeV) = (nep/9.603)^{0.979}$$

Le rôle des scintillateurs est aussi de donner une information sur la position du vertex.

3.2.3 La partie détecteur.

Alors que la plupart des hadrons s'arrêteront dans les premiers cm de fer suivant le vertex, les muons peuvent parcourir plusieurs modules (un muon de $\simeq$1.2 GeV traverse 75 cm de fer). Ils sont détectés par des chambres à dérive situées derrière chaque module.

Chacune des 19 chambres,de forme hexagonale,est constituée de 3 plans identiques.Les fils de lecture du premier sont placés horizontalement et ceux des deux suivants à -60° et à $+60^{\circ}$.

Le passage du muon dans un plan déclenche une avalanche sur le fil de lecture le plus proche.L'enregistrement de ce signal et du temps de dérive dans au moins deux des trois plans d'une chambre permet de calculer les coordonnées du point de passage du muon dans le plan.
Les renseignements donnés par plusieurs chambres permettent donc de calculer la courbure de la trajectoire du muon et d'en déduire son signe et son impulsion.
L'extrapolation de la trajectoire vers le vertex permet aussi de mesurer l'angle d'émission du muon.

Enfin,spécialement dans le cas des dimuons,la reconstruction de la trajectoire vers l'origine de l'interaction donne une meilleure information sur la position du vertex que celle recueillie par les scintillateurs.

3.2.4 Les résolutions.

Des tests calorimétriques [3.1] ont permis de mesurer la résolution en énergie de l'ensemble disques et scintillateurs.Les résultats sont différents pour les deux types de modules :

modules à "grains fins " $\Delta E/E = 1/\sqrt{E}$ (3.1)

modules à "gros grains " $\Delta E/E = 1.8/\sqrt{E}$ (3.2)

Les chambres à dérive permettent de mesurer l'impulsion et l'angle d'émission des muons. Les erreurs sur l'impulsion ont deux origines: la diffusion multiple dans le champ coulombien des noyaux de fer,et l'erreur de mesure dans les chambres.En conséquence la résolution sur l'impulsion dépend du nombre de modules traversés (L),de l'impulsion (P) elle-même et de l'erreur de mesure dans les chambres (δ en mm).

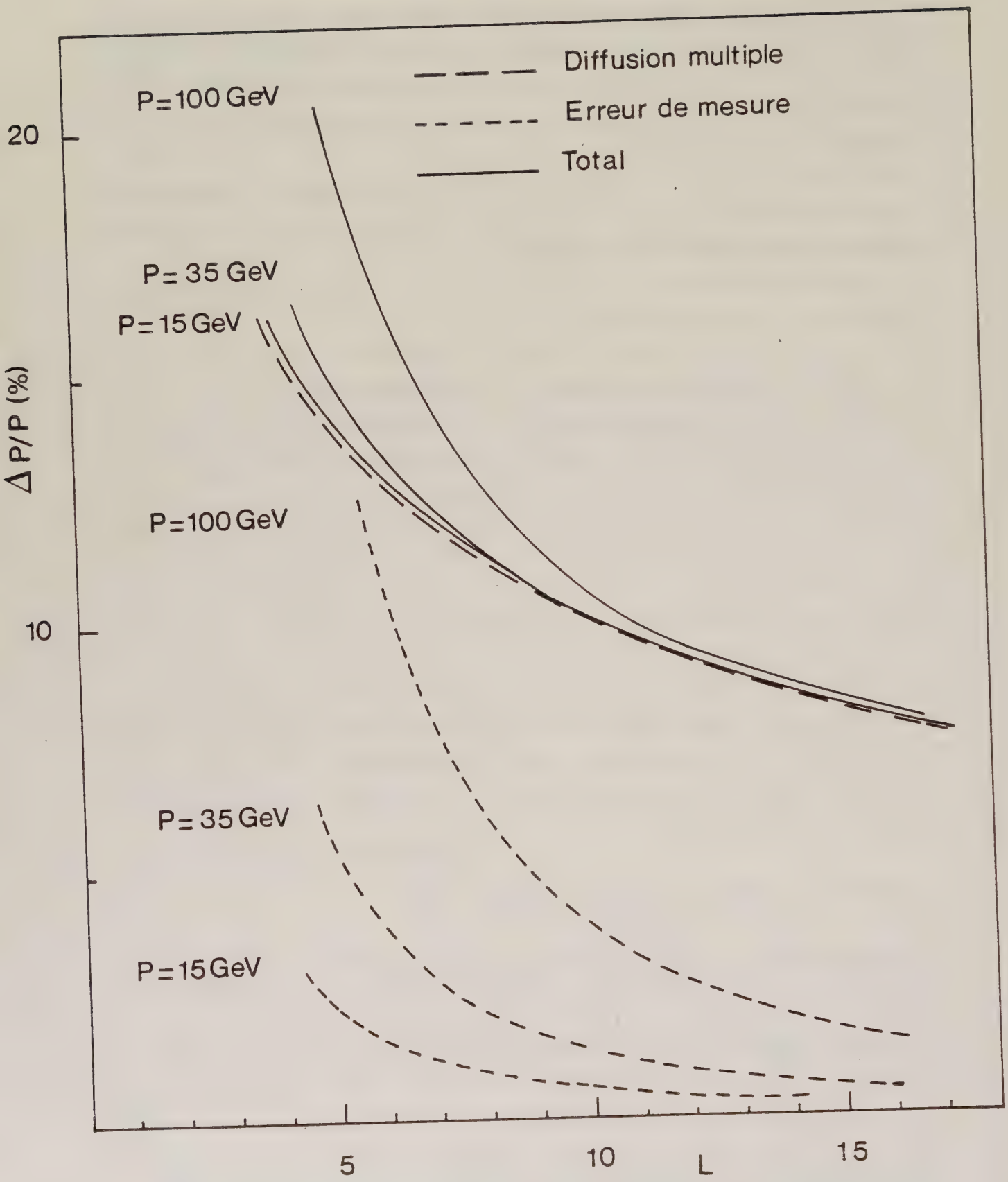


Fig. 3-6. Résolution en impulsion.

Une formule simplifiée,mais satisfaisante, donne alors pour ΔP :

$$\Delta P/P \simeq \sqrt{0.1/L + (0.027\delta^2 P/L^2)^2} \qquad (3.3)$$

Les deux termes correspondent respectivement à la diffusion multiple et à l'erreur de mesure dans les chambres.Typiquement δ vaut 1.2 mm.

Sur la figure 3-6 $\Delta P/P$ est représenté pour différentes valeurs de P (15 GeV et 35 GeV sont les valeurs moyennes des impulsions des deux muons dans notre échantillon expérimental).
Cette figure montre aussi la contribution des deux termes,et on voit que l'erreur est dominée par la diffusion multiple.

L'erreur sur l'angle dépend de la distance (Z_1),parcourue par le muon depuis le vertex jusqu'à la première chambre donnant un signal. On a :

$$\Delta\theta \simeq (0.21/P)\sqrt{Z_1/X_r} \qquad (3.4)$$

avec X_r longueur de radiation dans le fer ($\simeq$17 mm).

Dans ce travail on utilisera souvent les quantités:

- y déjà défini
- y_h rapport de l'énergie de la gerbe hadronique à l'énergie totale
- z_1 rapport de l'énergie du second muon à l'énergie hadronique totale (gerbe+second muon).

Aussi a-t-on particulièrement étudié la résolution de l'appareil pour ces grandeurs.Les résultats sont présentés sur les figures 3.7,3.8,3.9.

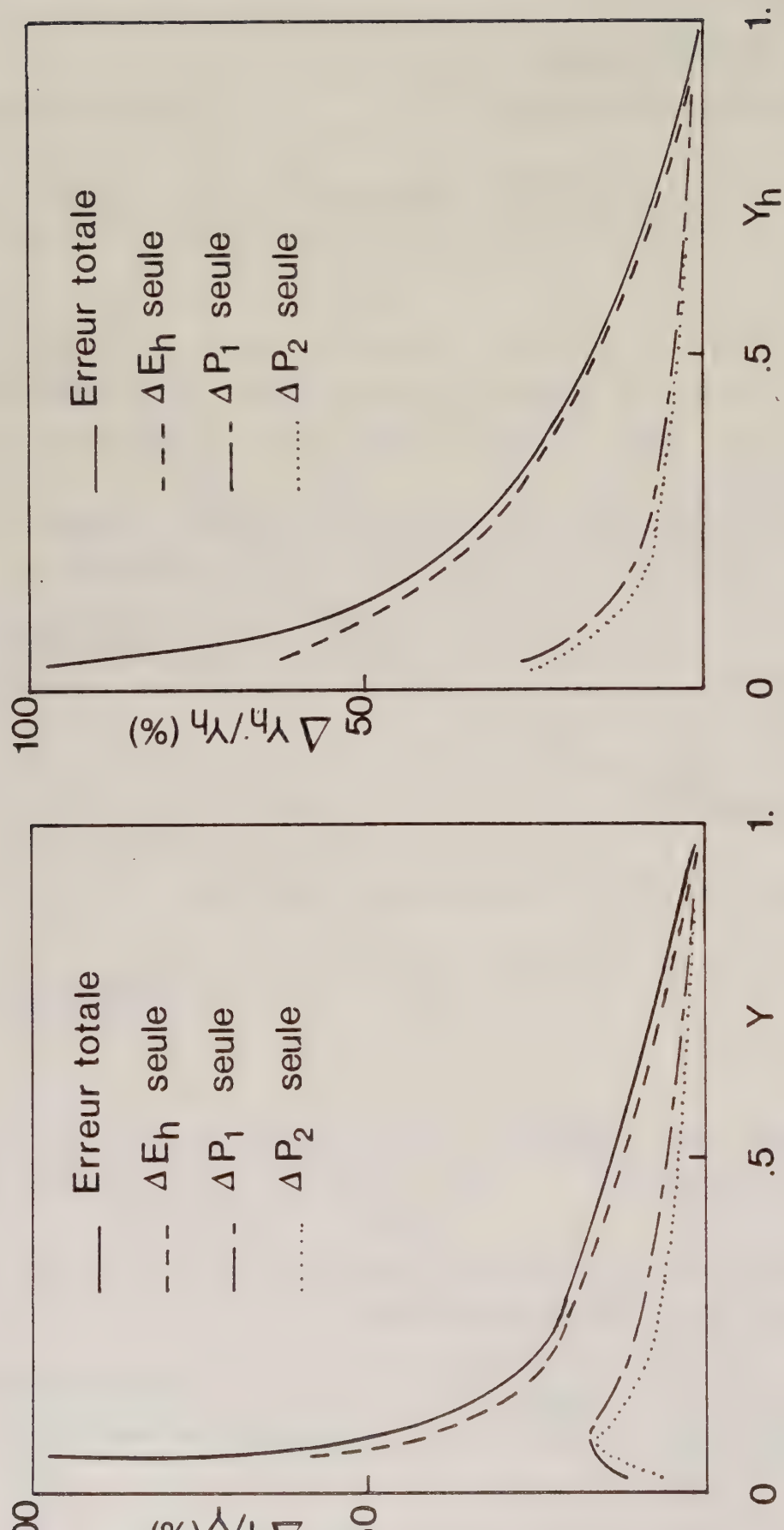


Fig. 3-7. Résolution sur y.

Fig. 3-8. Résolution sur y_h.

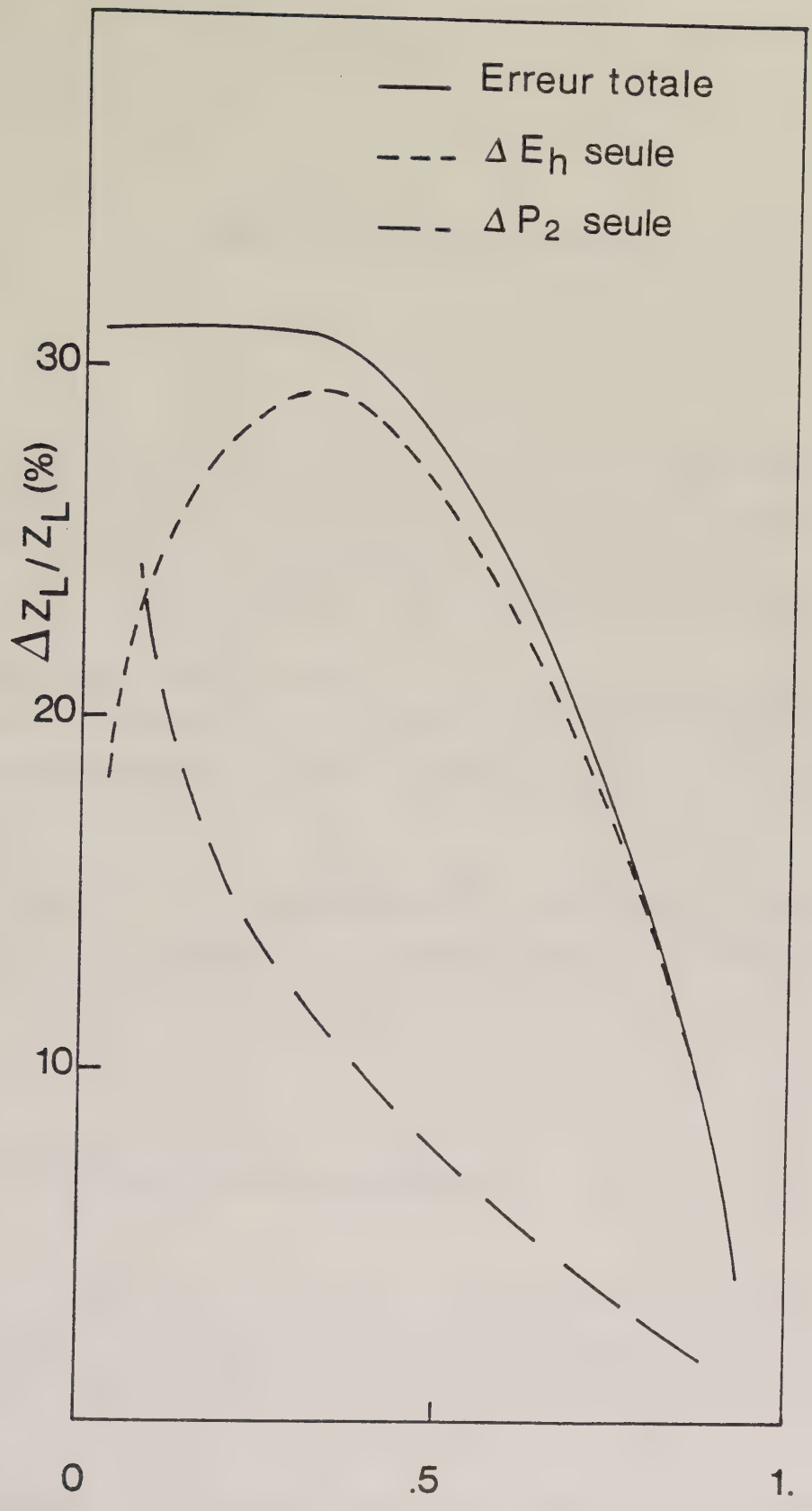


Fig. 3-9. Résolution sur z_1.

Chapitre IV

ECHANTILLON EXPERIMENTAL.

L'étude porte sur un sous-ensemble des événements dimuons de signes opposés recueillis lors de l'exposition de l'appareil dans un faisceau WBB de neutrinos.
La prise de données s'est étalée sur une période allant de aout 77 à mai 80.
Au début de cette période les protons éjectés par le SPS avaient une énergie de 350 GeV,et à partir de juillet 79 une énergie de 400 GeV. Au total la cible a reçu environ 5.10^{18} protons.

L'échantillon expérimental contient,avant toute coupure,16348 événements.En fait ce travail ne porte que sur la partie 350 GeV de ces données.

4.1 Reconstruction des événements.

La procédure suivie pour reconstruire en vue d'analyse les événements à partir des informations données par les chambres à dérive et par les scintillateurs est illustrée par le schéma 4-1.

Pour mesurer l'efficacité de cette chaine de programmes,un échantillon d'environ 1000 événements a été constitué.Ces événements ont été mesurés à la fois manuellement et par le programme.La comparaison des résultats a permis d'attribuer à la chaine une efficacité de (80±4)%.

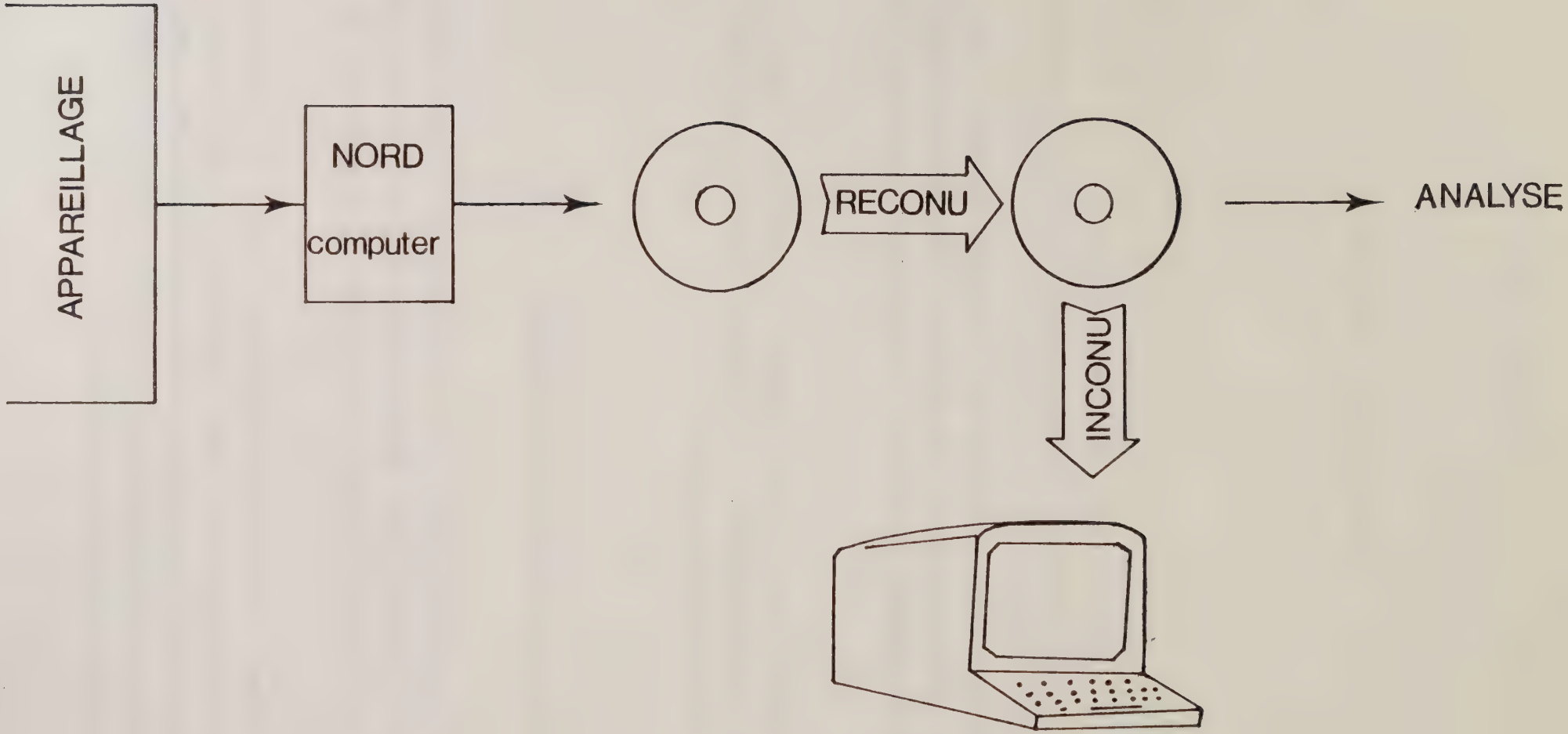


Fig. 4-1. La chaine des programmes entre l'appareil et l'analyse.

La reconstruction proprement dite est effectuée par un programme général de reconnaissance de traces appelé RECONU,dont il existe une version fonctionnant en mode interactif -INCONU- ce qui a permis de tester "manuellement" l'efficacité du programme.

RECONU utilise d'une part les coordonnées des fils des chambres touchés et les temps de dérive pour tracer la trajectoire des muons,et d'autre part les données des scintillateurs,en tenant compte de la calibration relative, pour calculer l'énergie de la gerbe hadronique.

Le programme fournit donc l'impulsion (sous la forme P_x,P_y,P_z et P avec leurs erreurs) et le signe des muons,l'énergie hadronique,la position du vertex,ainsi qu'un χ^2 mesurant l'ajustement de la trajectoire reconstruite aux coordonnées des fils touchés.

4.2 Les coupures.

On effectue quatre types de coupures:

- Qualité de la mesure des événements.

  On demande que les erreurs sur les impulsions des muons soient inférieures à 50 %,et que le χ^2 de l'ajustement de la trace ne soit pas trop grand. (de l'ordre de 1 à 2 par degré de liberté)

  On élimine aussi certaines mesures aberrantes en exigeant des impulsions inférieures à 500 GeV.

- Coupure fiducielle.

  Chaque muon doit traverser au moins 5 modules pour avoir une bonne résolution sur l'impulsion (cf fig.3-6),par conséquent le vertex ne doit pas être au-delà du 14-ième module.

  D'autre part pour avoir une bonne mesure de l'énergie hadronique, en évitant les effets de bord,le vertex doit être à un rayon inférieur à 1.6 m et à l'extérieur d'un rectangle de (0.510 x 0.260) m^2 qui couvre le trou central de l'appareil.

- Qualité de la reconstruction des événements.
  Au vertex la distance entre les deux traces (ΔR) doit être inférieure à 150 mm.
  Pour limiter les erreurs sur θ, la distance entre le vertex et la première chambre utilisée pour la reconstruction de la trace doit être inférieure à trois modules.

- Coupures physiques.
  Toujours pour avoir une bonne mesure de l'impulsion, celle-ci doit être supérieure à 5 GeV.
  Et enfin on demande une énergie totale supérieure à 30 GeV.

Pour toute la suite nous nous réfèrerons à cet ensemble de coupures sous le nom de "coupures standard".
Alors l'ensemble des événements correctement reconstruits et appartenant à la période qui nous concerne contient 9169 événements.
Après coupures il en reste 5792.
Le détail est donné dans le tableau 4-2.

		9169
R Vertex $\leqslant$ 1600 mm	858	
Module $\leqslant$ 14		8311
Trou central	266	
		8045
Δ R Vertex $\leqslant$ 150 mm	1407	
Extrapolation		6638
vers le Vertex $<$ 3 modules	227	
		6411
$P_{1,2} \geqslant$ 5 GeV	209	
		6202
$E_{vis} \geqslant$ 30 GeV	410	
		5792

Tab. 4-2. Décompte des événements après les coupures.

4.3 Exemples de distributions.

Une première analyse de l'échantillon expérimental peut consister à déterminer le ou les processus produisant les dimuons.Il ne s'agit pas de faire ici une étude complète mais seulement de rappeler brièvement quelques uns des arguments utilisés ailleurs [4.1] pour cette étude et de montrer par là même quelques propriétés de ces événements.

Dans le paragraphe 1.3 nous avons décrit 5 processus capables de donner un second muon à la suite d'une interaction de type "courant chargé".Nous allons voir qu'aucune de ces cinq hypothèses ne peut suffire individuellement à rendre compte des données.

Tout d'abord le fait que la distribution en $\Delta\Phi$ (Fig.4-3),angle entre les projections dans le plan perpendiculaire au neutrino incident des impulsions des muons,soit piquée à 180° favorise les hypothèses dans lesquelles le second muon a une origine hadronique.
Mais il existe encore d'autres arguments permettant de rejeter les leptons lourds,les tridents et le Ψ comme source (dominante) de dimuons.

4.3.1 Les leptons lourds.

Dans notre échantillon les valeurs moyennes des impulsions des deux muons sont respectivement 35 GeV pour le μ^- et 15 GeV pour le μ^+.Elles sont donc dans le rapport 2.3,cette très grande dissymétrie (Fig.4-4),ne satisfaisant pas le critère cité §1.3.4,exclut cette source.

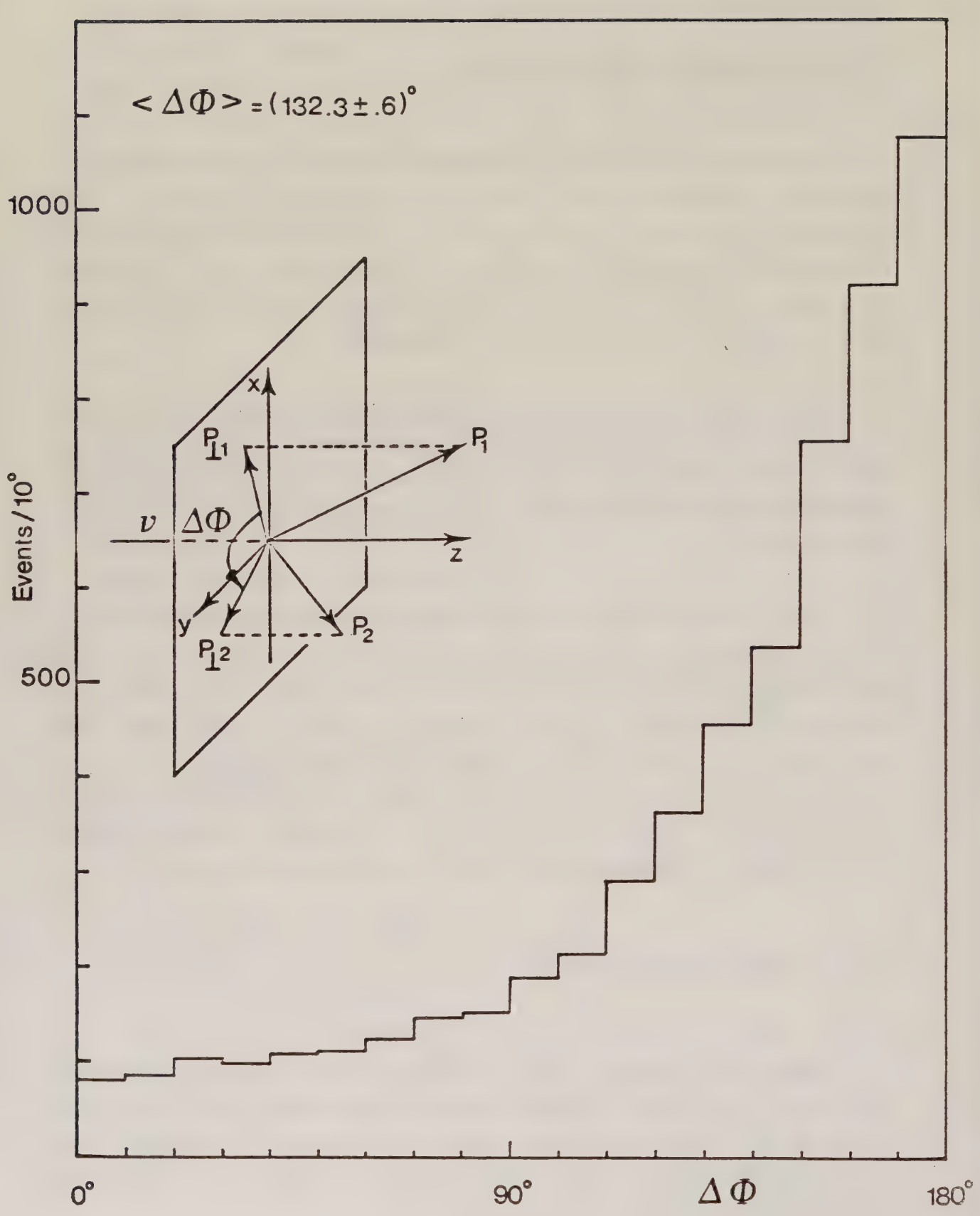


Fig. 4-3. Distribution en $\Delta\Phi$.

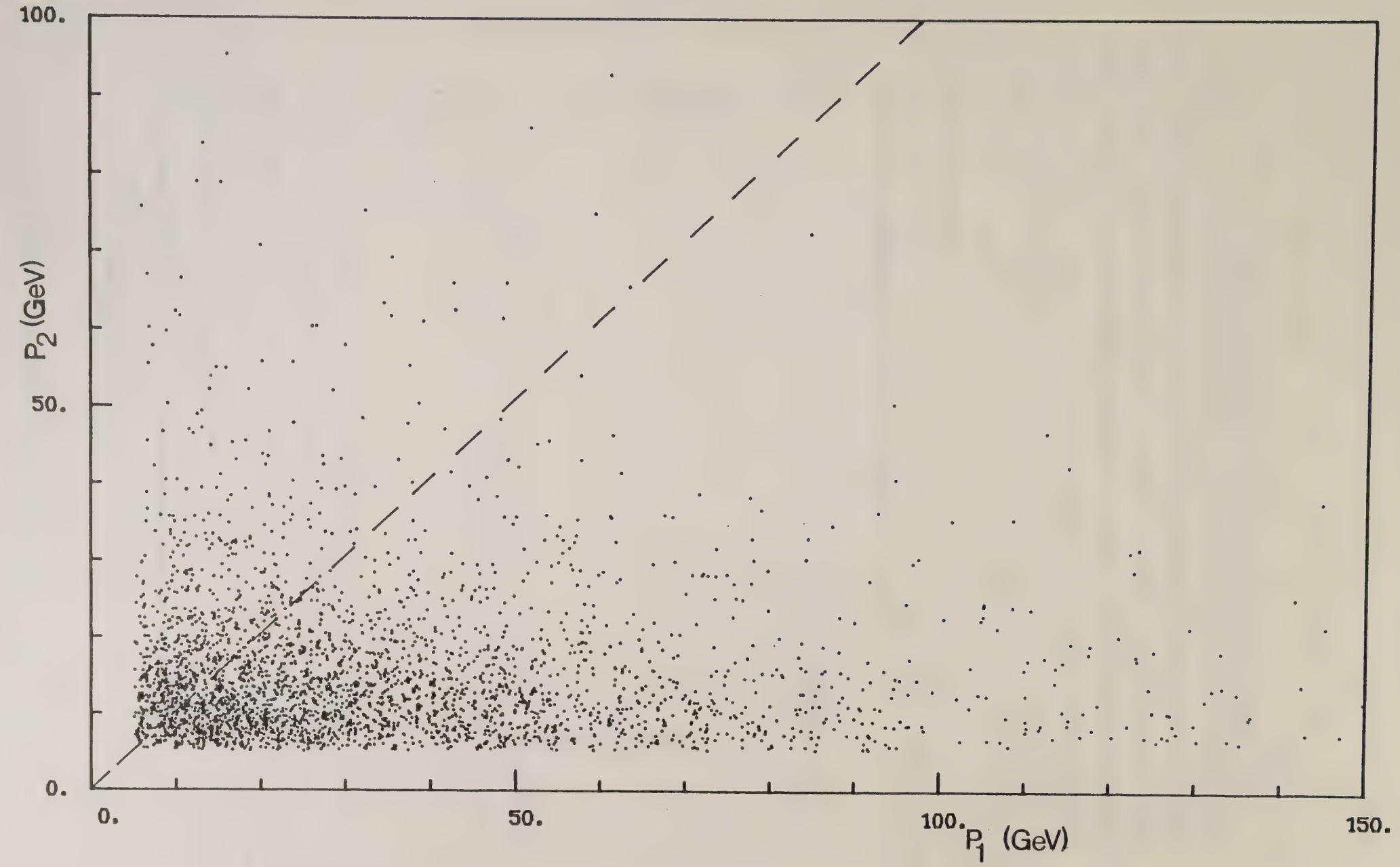


Fig. 4-4. Distribution P_1/P_2.La droite en traits interrompus est le lieu des points $P_1=P_2$.

4.3.2 Les tridents et le Ψ.

Ces deux sources ont en commun de donner une énergie hadronique quasi-nulle.Donc le spectre en E_h (Fig.4-5) rejette aussi cette source. Tout au moins comme processus dominant,car une étude faite par ailleurs [4.2] et portant sur les événements ayant une faible énergie hadronique a permis de mettre en évidence l'existence de:

et 6 ± 3 tridents

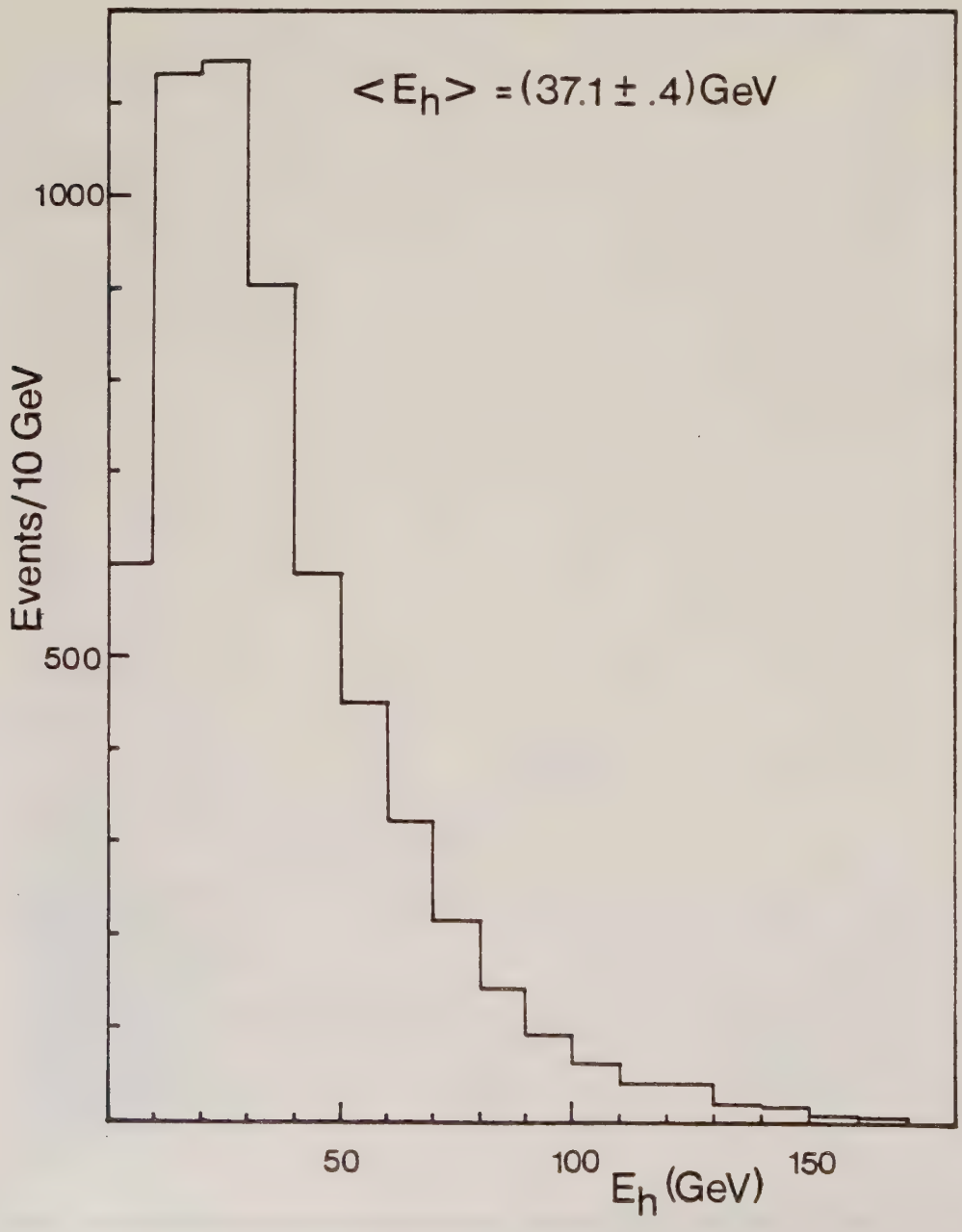


Fig. 4-5. Distribution en E_h.

ce qui représente moins de 1% de l'échantillon expérimental.D'ailleurs en ajoutant aux coupures standard la condition $E_h > 0$,la presque totalité de ces événements est éliminée.

4.3.3 Le bruit de fond π/K.

D'après la remarque sur la distribution en $\Delta\Phi$,ce processus peut être à retenir.Mais comme nous l'avons fait remarquer en §1.3.5 la désintégration π/K dans la gerbe doit fournir aussi bien des paires $(\mu^-\mu^+)$ que des paires $(\mu^-\mu^-)$.
Or pendant un même laps de temps le comptage des deux types d'événements a donné les résultats suivants:

3820 $\mu^-\mu^+$ (après coupures standard)
704 $\mu^-\mu^-$ (après coupures standard)

D'autre part un programme de Monte-Carlo construit pour simuler le bruit de fond π/K et tenant compte de l'acceptance de l'appareil pour les coupures standard donne un rapport:

$$N(\mu^-\mu^+)/N(\mu^-\mu^-) = 1.26$$

Ce qui conduit à 887 $\mu^-\mu^+$,en faisant l'hypothèse (exagérée [4.3]) que tous les $(\mu^-\mu^-)$ proviennent du bruit de fond.Une nouvelle fois,donc, ce processus ne peut expliquer l'ensemble des données.

Un autre test de cette hypothèse est obtenu en comparant les spectres en P_2 du Monte-Carlo et des données.
Ce modèle ne peut rendre compte de la queue de la distribution (Fig.4-6). (La normalisation est faite sur le nombre d'événements du premier intervalle.)

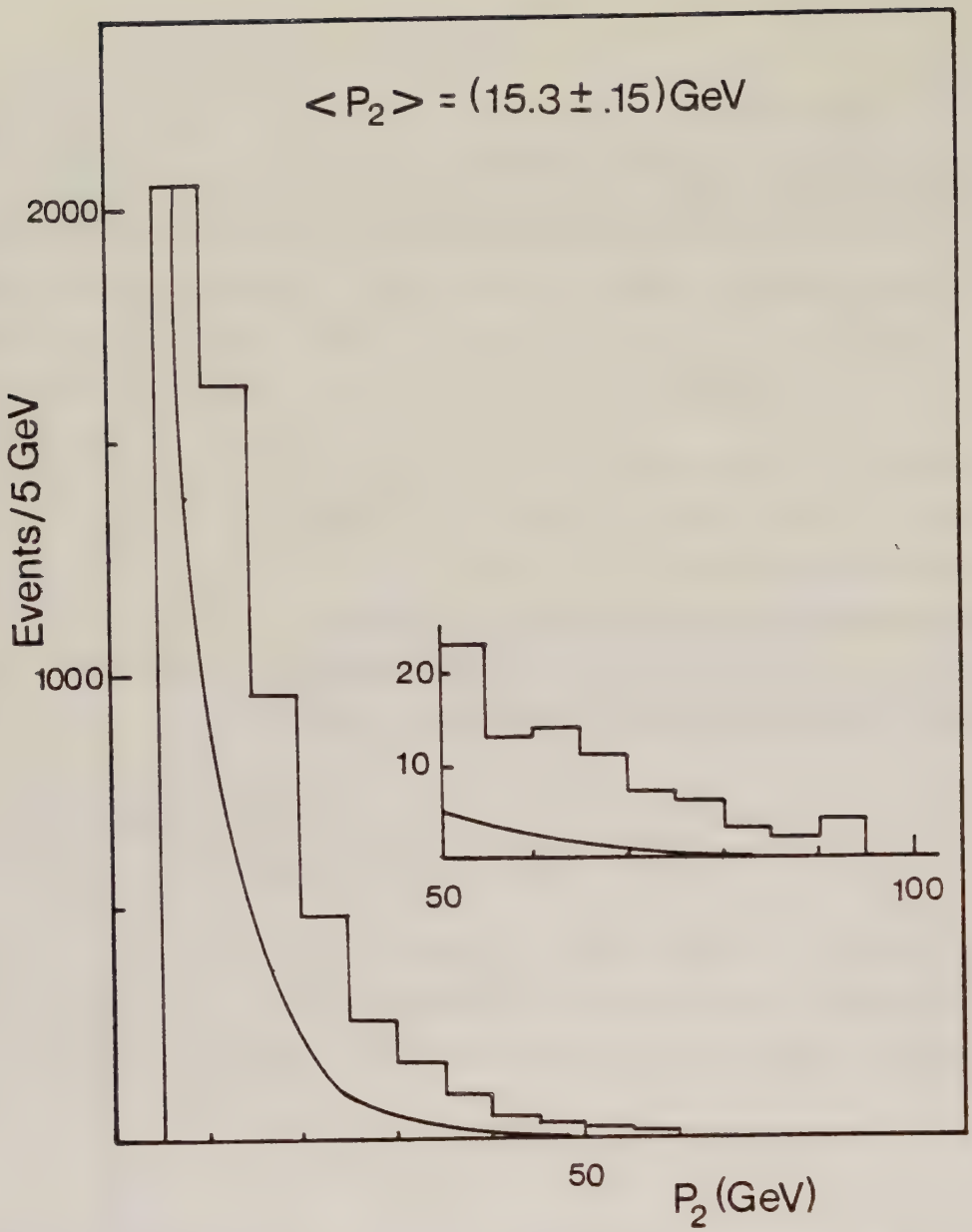


Fig. 4-6. Distribution en P_2.La courbe représente la même distribution pour le Monte-Carlo du bruit de fond π/K.

4.3.4 Excitation du charme.

Nous avons construit un programme de Monte-Carlo basé sur l'hypothèse de l'excitation du charme (cf §5.1).

A titre d'exemple les figures 4-7 et 4-8 permettent de comparer les distributions en $\Delta\Phi$ et M_{12},masse invariante des deux muons,obtenues par ce programme avec les données.Dans l'ensemble l'accord est bon. (D'autres exemples seront donnés dans le chapitre 5.)

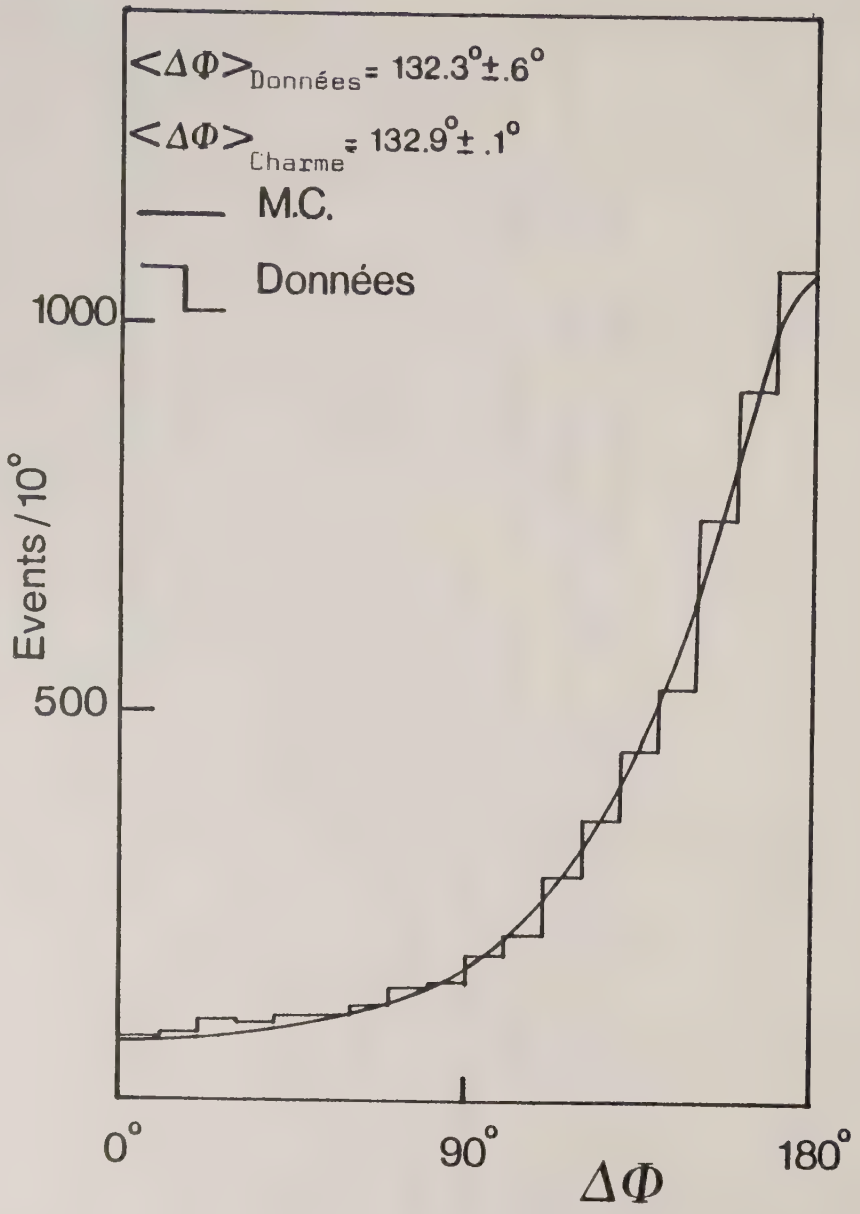


Fig. 4-7. Comparaison avec les données du Monte-Carlo sur la distribution ΔΦ.

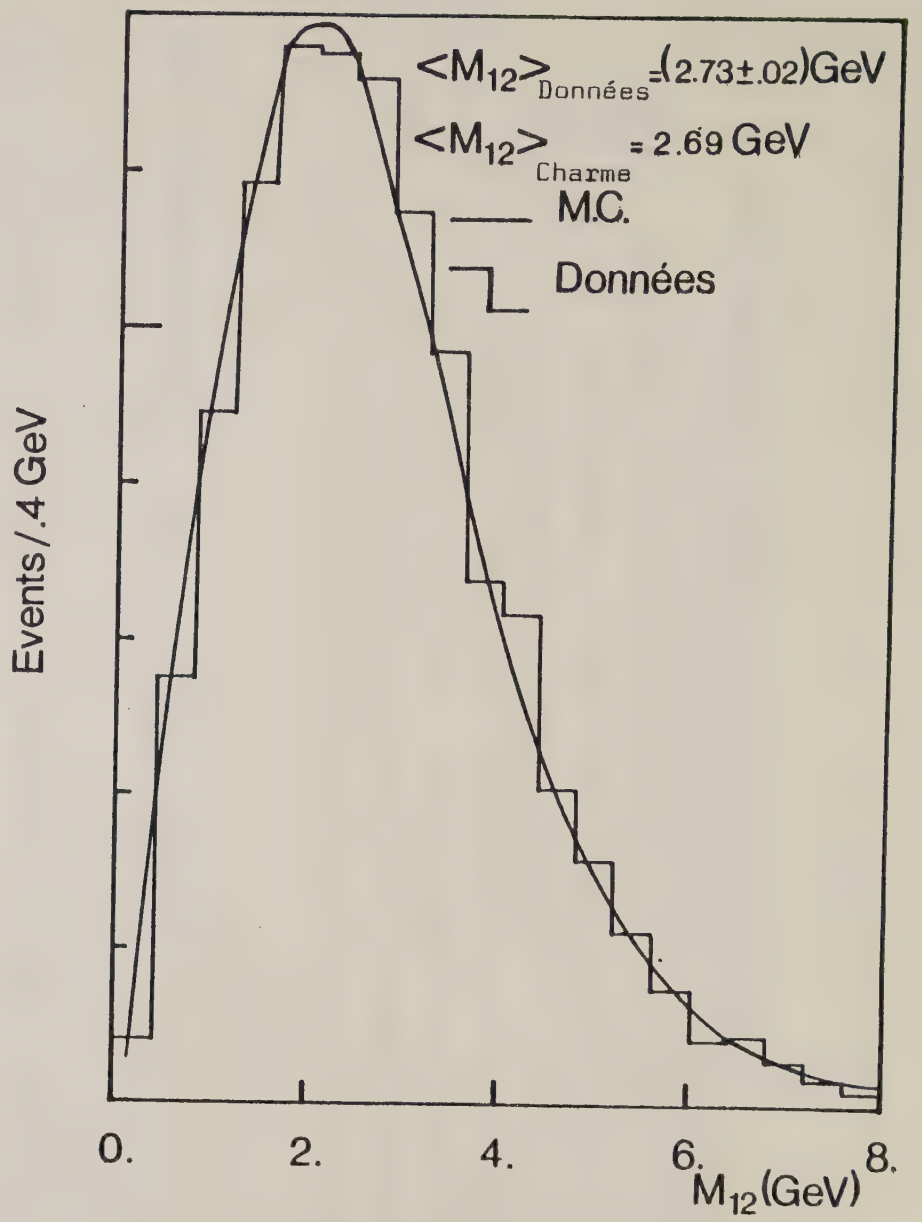


Fig. 4-8. Comparaison avec les données du Monte-Carlo sur la distribution M_{12}.

4.3.5 Conclusions.

Les données semblent donc explicables par une superposition de ces deux derniers processus.
Pour établir la proportion du bruit de fond,nous avons utilisé un Monte-Carlo qui nous a permis de calculer la probabilité,par courant chargé, d'obtenir la production puis la désintégration d'un pion ou kaon dans la gerbe (cf [4.3]).
Utilisant ce nombre,ainsi que les nombres d'événements "courant chargé" et dimuon enregistrés pendant une même période,nous avons pu évaluer le bruit de fond à (13±2)%.

Chapitre V

LE PROGRAMME MONTE-CARLO.

5.1 Description.

Les différentes étapes de la génération d'un événement sont résumés sur l'organigramme de la figure 5-1.

5.1.1 Le faisceau.

L'étude des événements de type "courant chargé" a permis,en tenant compte de l'acceptance de l'appareil,de reconstituer le spectre du faisceau incident de neutrinos en fonction du rayon et de l'énergie.La figure 5-2 montre ce spectre intégré sur le rayon,et pondéré par la section efficace, tandis que sur la figure 5-3 sont représentés les spectres pour trois intervalles de rayon.

En accord avec cette double distribution on choisit donc une énergie pour le neutrino incident,E (supérieure à 20 GeV),et un rayon pour le vertex,R. (R est suffisant étant donnée la symétrie cylindrique de l'appareil.)

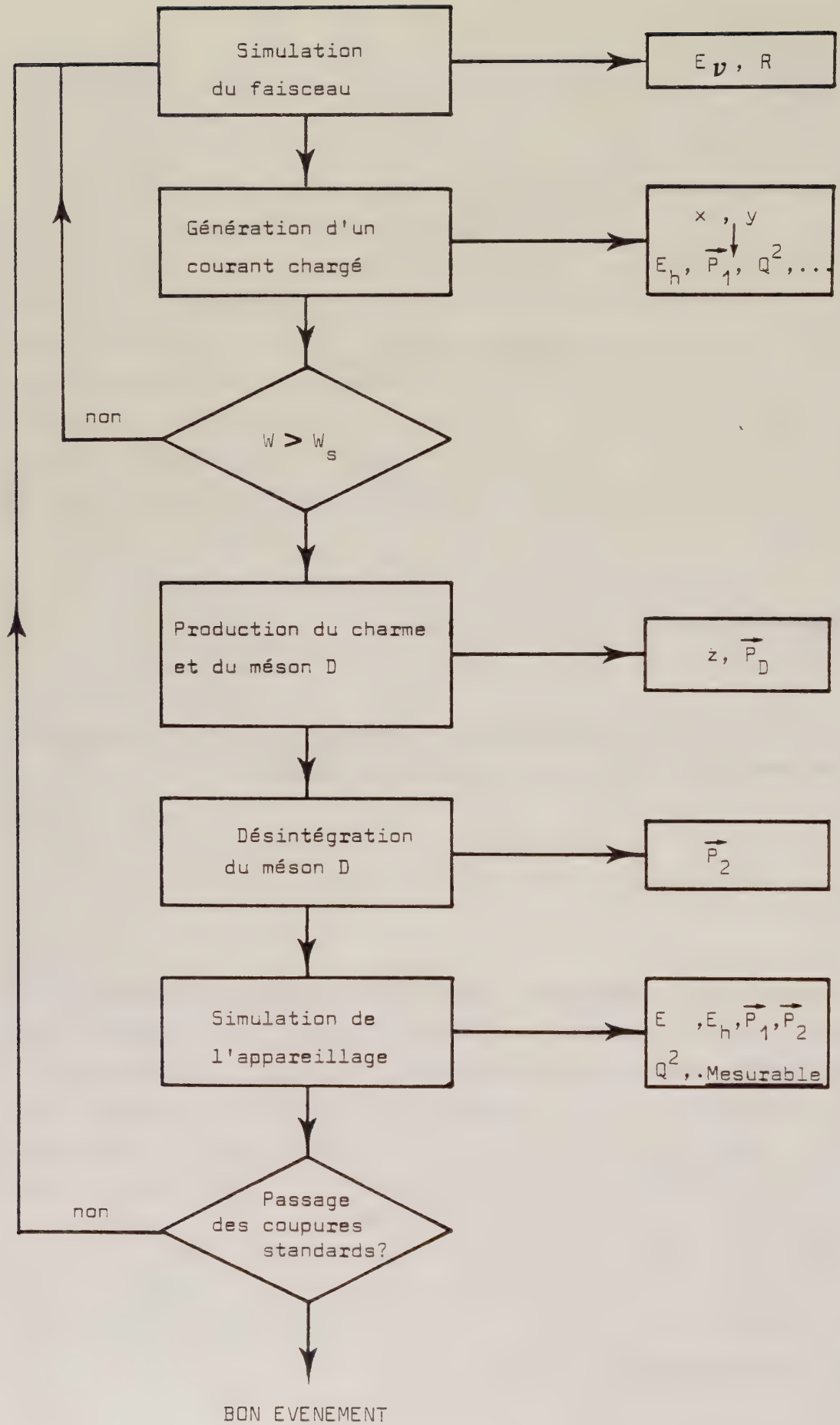


Fig. 5-1 Organigramme du Monte-Carlo.

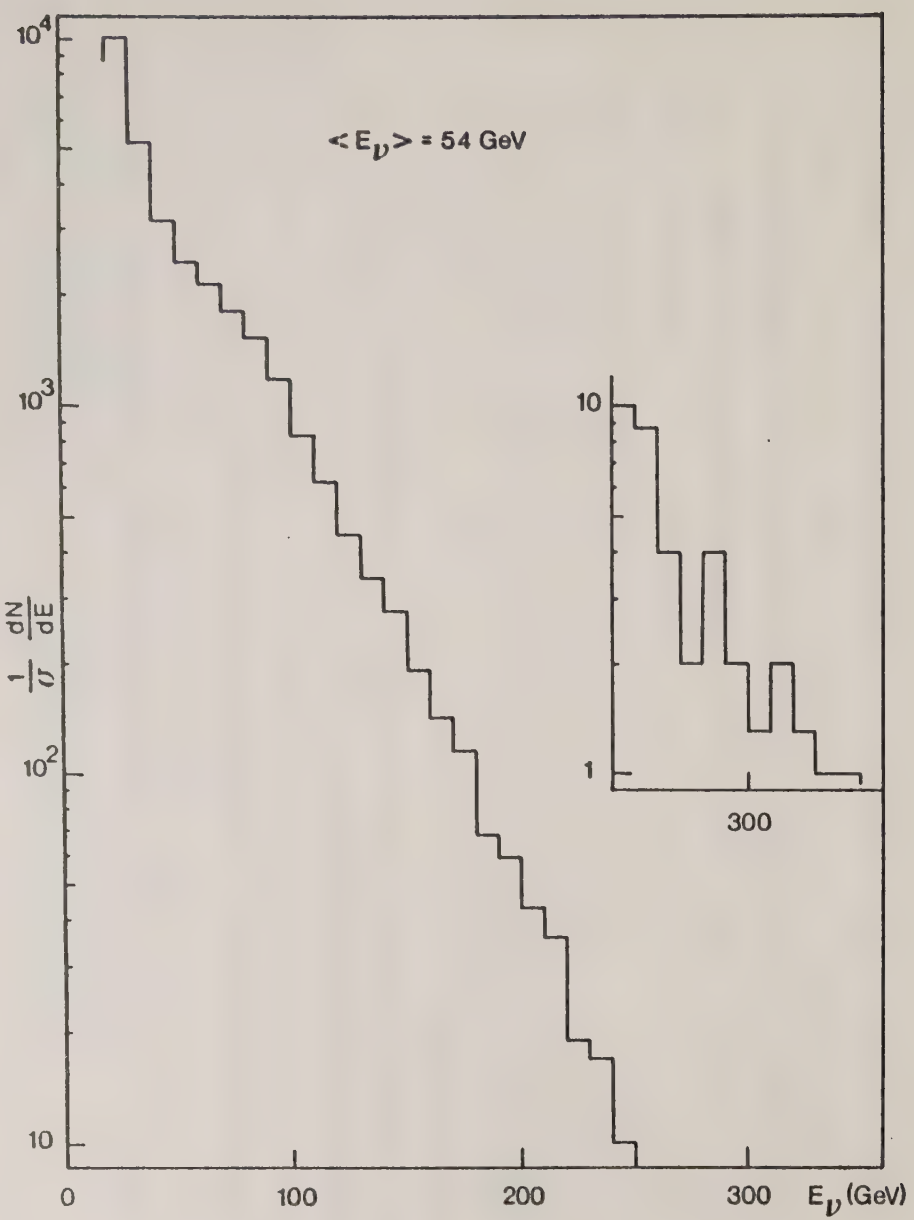


Fig. 5-2. Spectre en énergie généré par le programme, divisé par la section efficace.

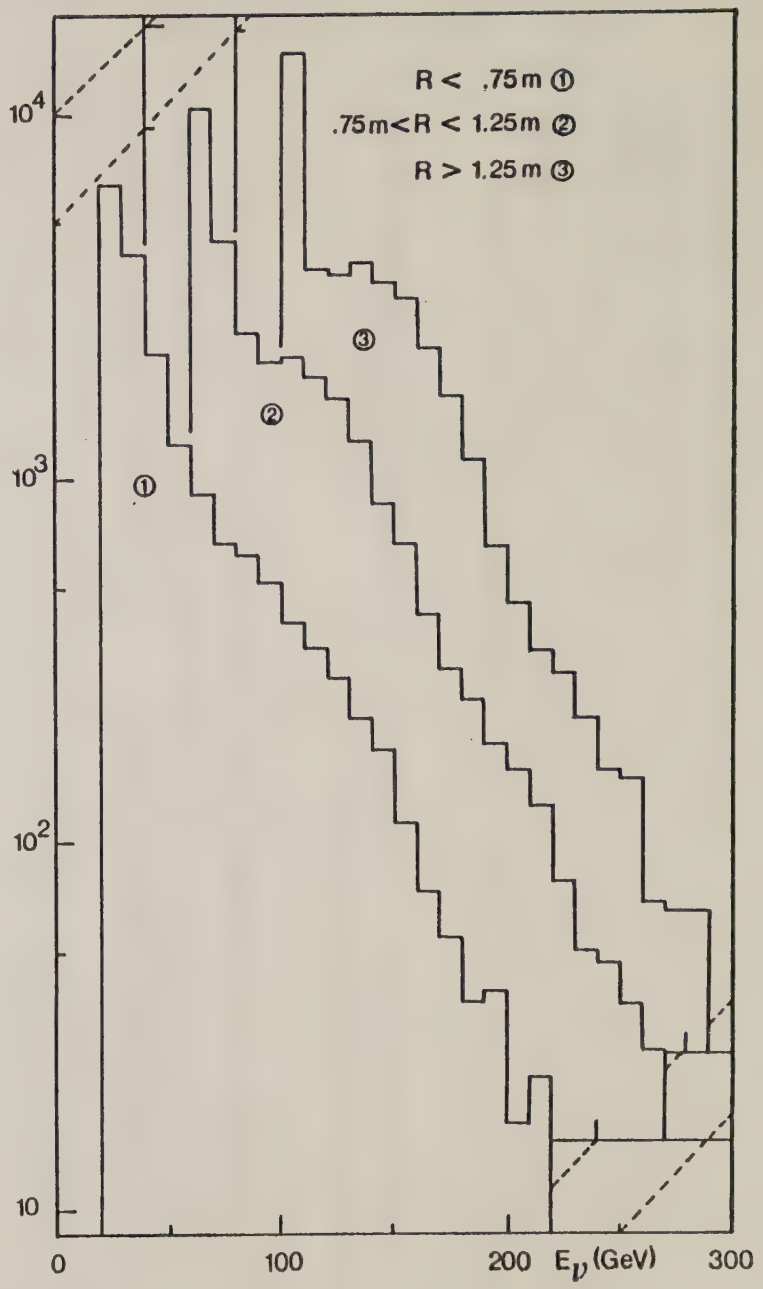


Fig. 5-3. Le même spectre mais en 3 intervalles de rayon.

5.1.2 Génération d'un courant chargé.

Comme on sait exprimer la section efficace différentielle en fonction des variables de Bjorken,x et y,c'est à partir de ces deux nombres que l'on calculera toutes les quantités cinématiques de l'interaction courant chargé.

En partant de l'expression (2.19),avec les hypothèses simplificatrices suivantes:

- interaction purement "V-A" : $\beta_d = \beta_s = 0$
- mer charmée négligeable : $c(\xi) = 0$
- masse des quarks négligeable : $\xi = x$

on obtient:

$$d^2\sigma / dxdy = \sigma_0 \{[u(x)+d(x)]\sin^2\theta_c + 2s(x)\cos^2\theta_c\} \quad (5.1)$$

On remarque que cette expression est indépendante de y,qui devra donc être généré suivant une distribution uniforme.
Quant à la distribution en x,comme les événements se produisent sur les quarks de la valence ou de la mer,il nous faut connaitre ces deux ditributions d'une part et d'autre part l'importance relative de ces deux types de quarks. C'est l'étude des courants chargés qui peut fournir le premier renseignement [5.1] et celle des sections efficaces de production de dimuons en neutrinos et antineutrinos [5.2] qui donne le second.(Appendice 4)

Nous avons choisi dans notre programme:

distribution de la valence:	$\sqrt{x}\,(1-x)^{3.5}$	
distribution de la mer:	$(1-x)^7$	
proportion de valence:	60 %	(5.2)

La connaissance de x et y permet entre autre de calculer W:la masse invariante de la gerbe hadronique (Appendice 1).On ne garde que les événements au dessus du seuil de production du méson D:

$$W > W_s = m_p + m_D \qquad (5.3)$$

5.1.3 Production du charme et du D.

Pour la suite du programme on se place dans le repère du centre de masse W-N.Dans ce repère le processus de production du D est cinématiquement équivalent à la désintégration d'une particule de masse W suivant:

$$W \longrightarrow D + N + X$$

On peut alors calculer l'impulsion maximale permise,p_{max},pour le méson D.
D'autre part,dans le cadre du modèle décrit au §2.2,le méson D est issu de la fragmentation du quark c et son impulsion est une fraction z de celle,p_c, du quark:

$$p = zp_c$$

Le maximum étant obtenu pour z=1,p_{max} est aussi l'impulsion du quark.

La fonction $D_c(z)$,qui permet donc de générer la distribution de p , est un paramètre du programme.Le but de notre étude est justement de déterminer ce paramètre.Pour des raisons de simplicité,en relation avec la méthode employée pour la détermination de $D_c(z)$ (cf §6.1),nous avons choisi de générer les événements Monte-Carlo avec une fonction de fragmentation constante.

Enfin,pour définir complètement les variables cinématiques du D,il reste à lui donner une direction,elle est distribuée isotropiquement autour de la ligne de vol du quark c,et donnée par un p_t généré suivant:

$$dN/dp_t^2 = Cste \times \exp(-6\sqrt{m^2+p_t^2})$$

5.1.4 Désintégration du méson D.

Il s'agit d'une désintégration à trois corps:

$$D \dashrightarrow \pi\ (K, K^*)\ \mu\ \nu$$

D'après les resultats de DELCO [5.3] nous avons choisi les rarrorts suivants:

$$K\ /\ K^*\ /\ \pi = .55\ /\ .39\ /\ .06$$

Une précédente mesure effectuée par la collaboration DASP[5.4] donnait au contraire:

$$K\ /\ K^*\ /\ \pi = .35\ /\ .65\ /\ .00$$

Nous serons donc amenés à tenir compte de ce désaccord lors de l'étude des erreurs systématiques sur la fonction $D_c\ (z)$.

5.1.5 Simulation de l'appareillage.

La dernière étape consiste à simuler la trajectoire et la perte d'énergie des muons dans l'appareil.
Toutes les quantités mesurables sont alors recalculées en tenant compte des résolutions de l'appareil,et on leur applique les mêmes coupures qu'à celles de l'échantillon expérimental.

5.2 Remarques

1. A partir de ce programme il suffit de remplacer la partie traitant la production du charme,du méson D et de sa désintégration par une autre simulant la production d'un π ou d'un K dans la gerbe et sa désintégration pour obtenir le programme Monte-Carlo du bruit de fond.

2. A priori les distributions finales doivent dépendre des hypothèses, et notamment de la fonction de fragmentation.Toutefois les distributions qui ne sont liées qu'aux phénomènes ayant lieu au vertex leptonique (par exemple P_t ,Q^2...) ne peuvent dépendre du modèle de fragmentation choisi que par des effets d'acceptance,c'est-à-dire varier très peu.C'est une bonne façon de tester la première partie du programme.

La figure 5-4 permet de vérifier le bon accord avec les données.
Sur la figure 5-5 sont portés les nombres:

$$\frac{[\text{Nbre evts(MC D(z) uniforme)} - \text{Nbre evts(MC autre D(z))}]}{\text{Nbre evts(MC D(z) uniforme)}}$$

par intervalle de P_t,pour deux fonctions D(z).
Les barres représentant les erreurs statistiques,la figure montre clairement que les variations d'un modèle à l'autre restent explicables par des fluctuations statistiques.

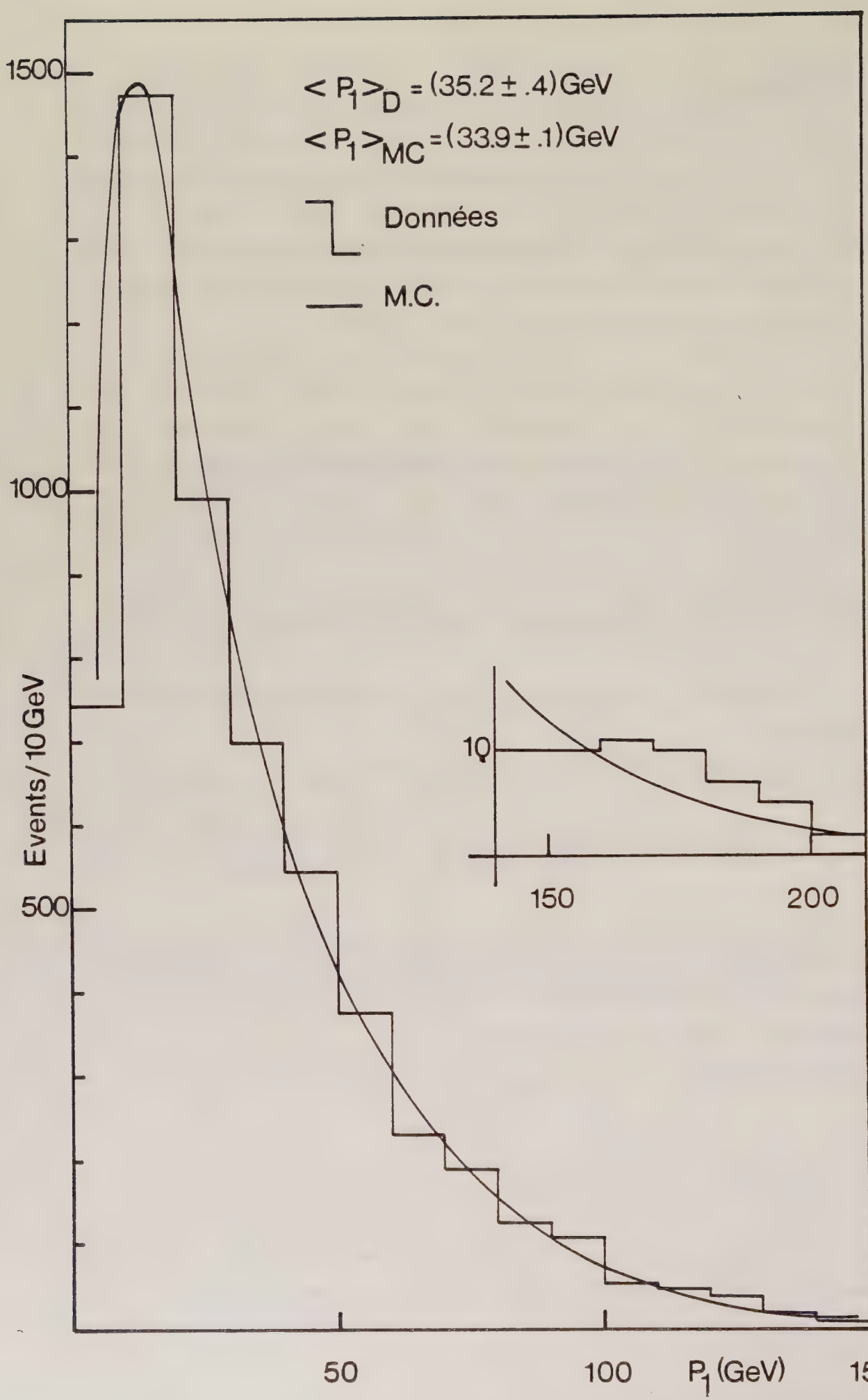


Fig. 5-4. Distribution en P_1 des données comparée au Monte-Carlo.

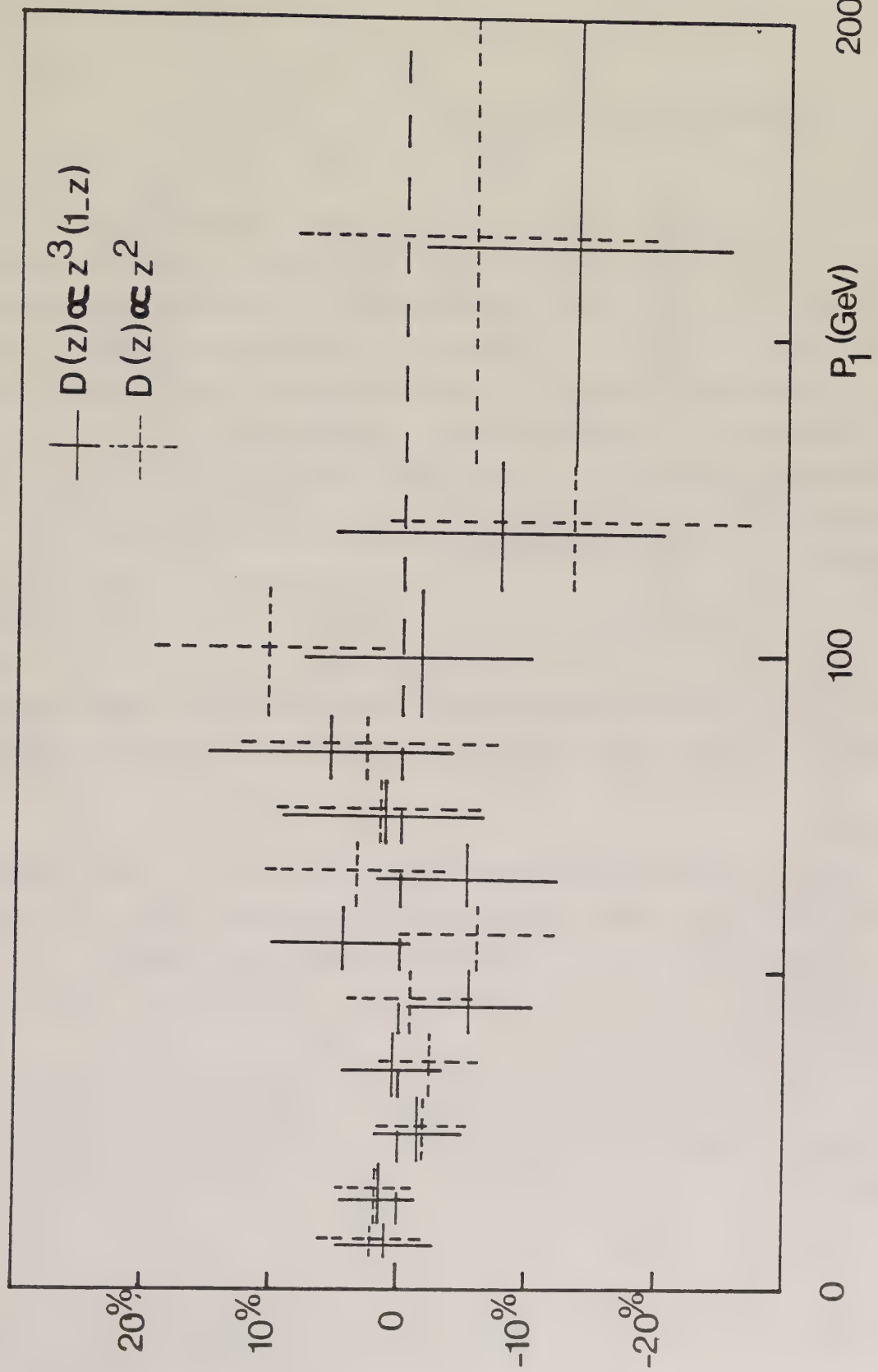


Fig. 5-5. Ecart relatif entre deux Monte-Carlo, pour le spectre en P_1.

5.3 Acceptances.

5.3.1 Acceptance en z.

Le Monte-Carlo permet de calculer l'acceptance en z (Fig.5-6).Cette courbe est aussi le spectre des événements acceptés lorsqu'ils sont générés avec une fonction de fragmentation uniforme.Sur la figure 5-7 ce spectre est comparé avec celui obtenu dans le cas où les événements sont gènèrès avec une fonction de fragmentation proportionnelle à z^2. On constate qu'à cause de l'acceptance les deux distributions ont la même allure,ce qui montre qu'on ne pourra pas déduire des données la forme exacte de D(z).
Sur la même figure est aussi représenté le spectre des événements acceptés pour une fonction de fragmentation proportionnelle à $(1-z)^2$.Cette fois les formes sont suffisamment différentes pour affirmer que l'on pourra distinguer entre des fonctions concentrées à grand z ou à petit z.

Dans le but de déterminer des domaines où l'acceptance serait plus favorable,nous avons étudié celle-ci en fonction de variables mesurables expérimentalement.Par exemple les figures 5-8,5-9 et 5-10 représentent l'acceptance dans des intervalles de x,Q^2 et W.
Si l'acceptance a toujours la même forme en fonction de x et de Q^2,par contre les grandes valeurs de W sont intéressantes.Mais W n'est pas utilisable car sensible à la fonction de fragmentation.

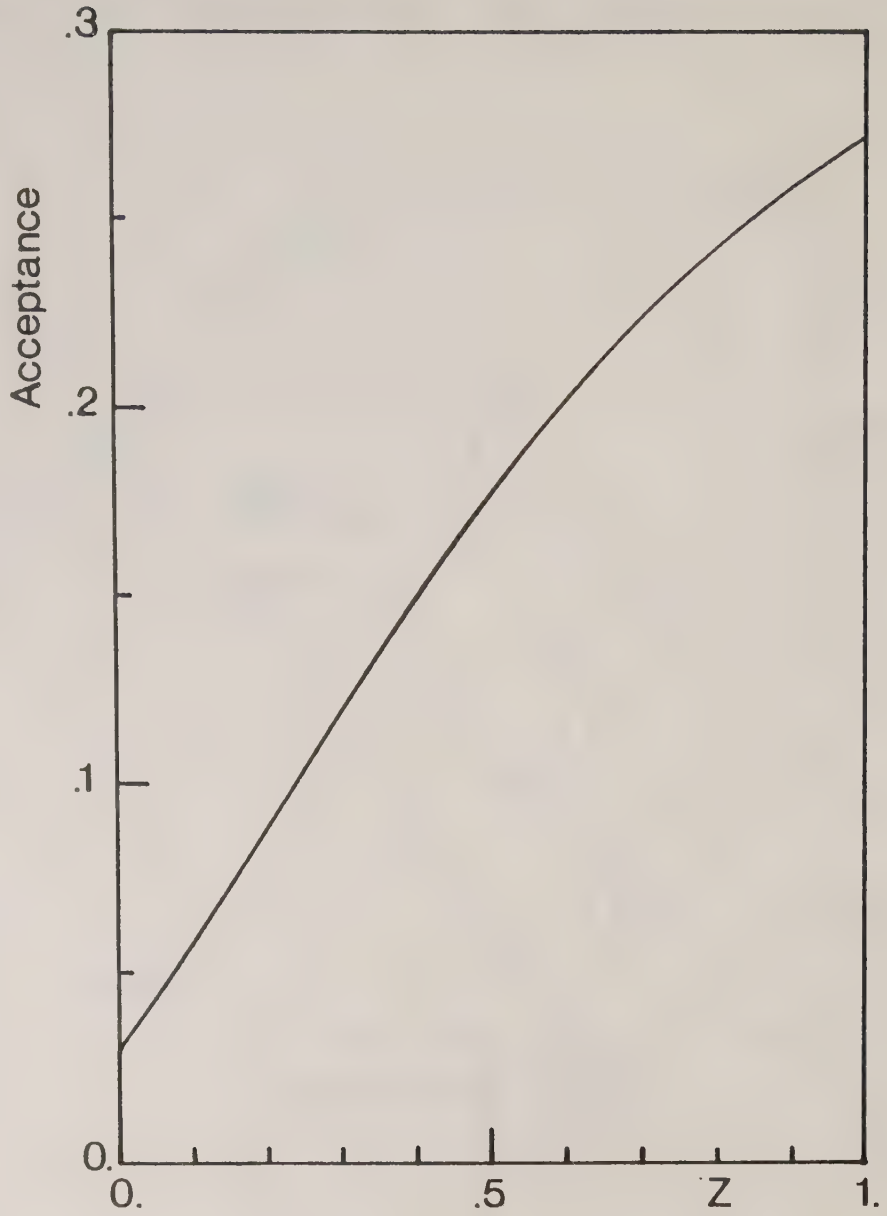


Fig. 5-6. Acceptance intégrée en z.

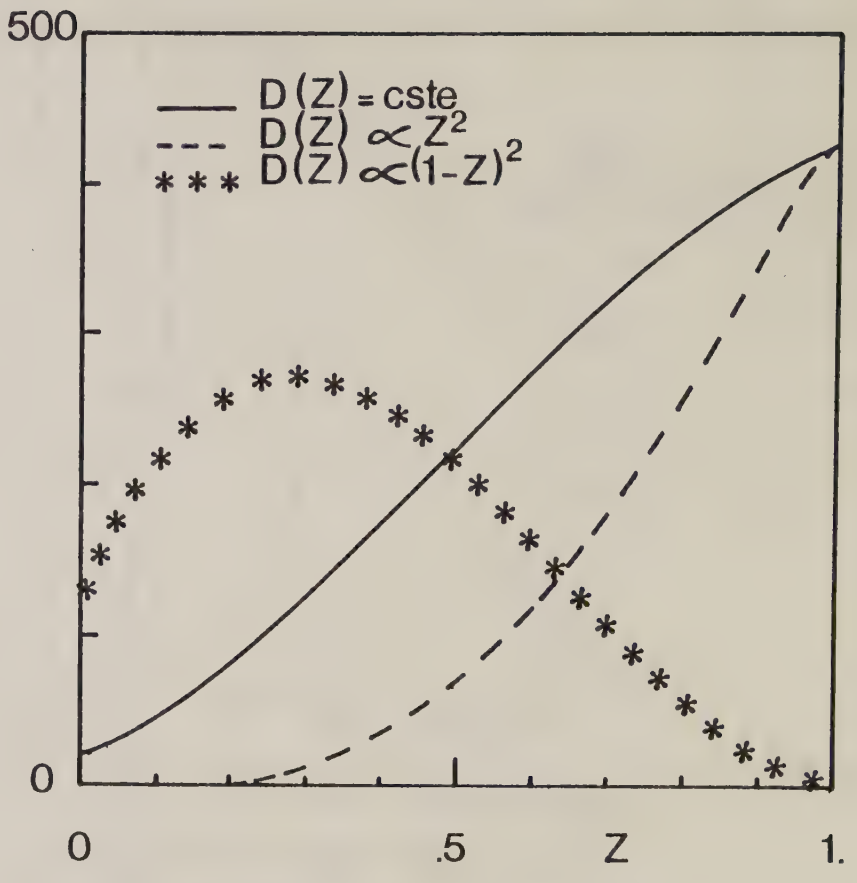


Fig. 5-7. Spectre en x des événememts acceptés pour différentes fonctions D(z).

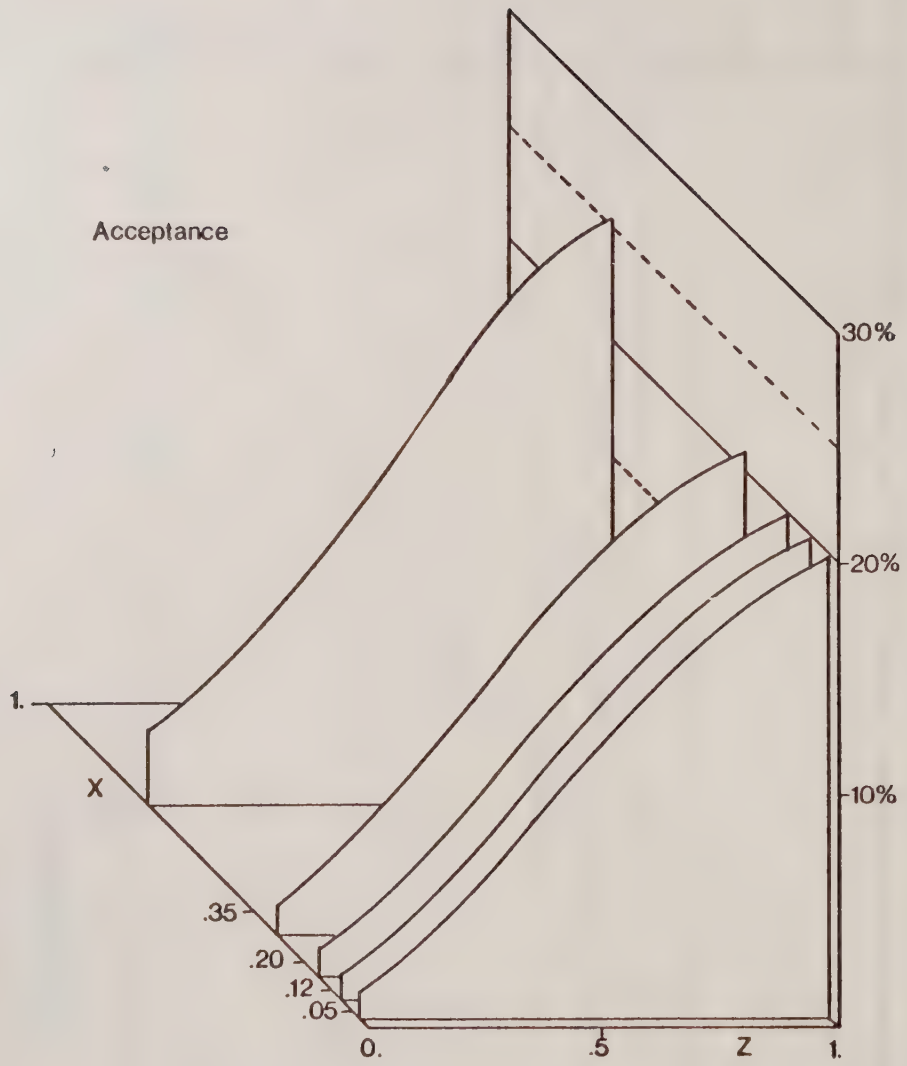


Fig. 5-8. Acceptance en z par intervalles de x.

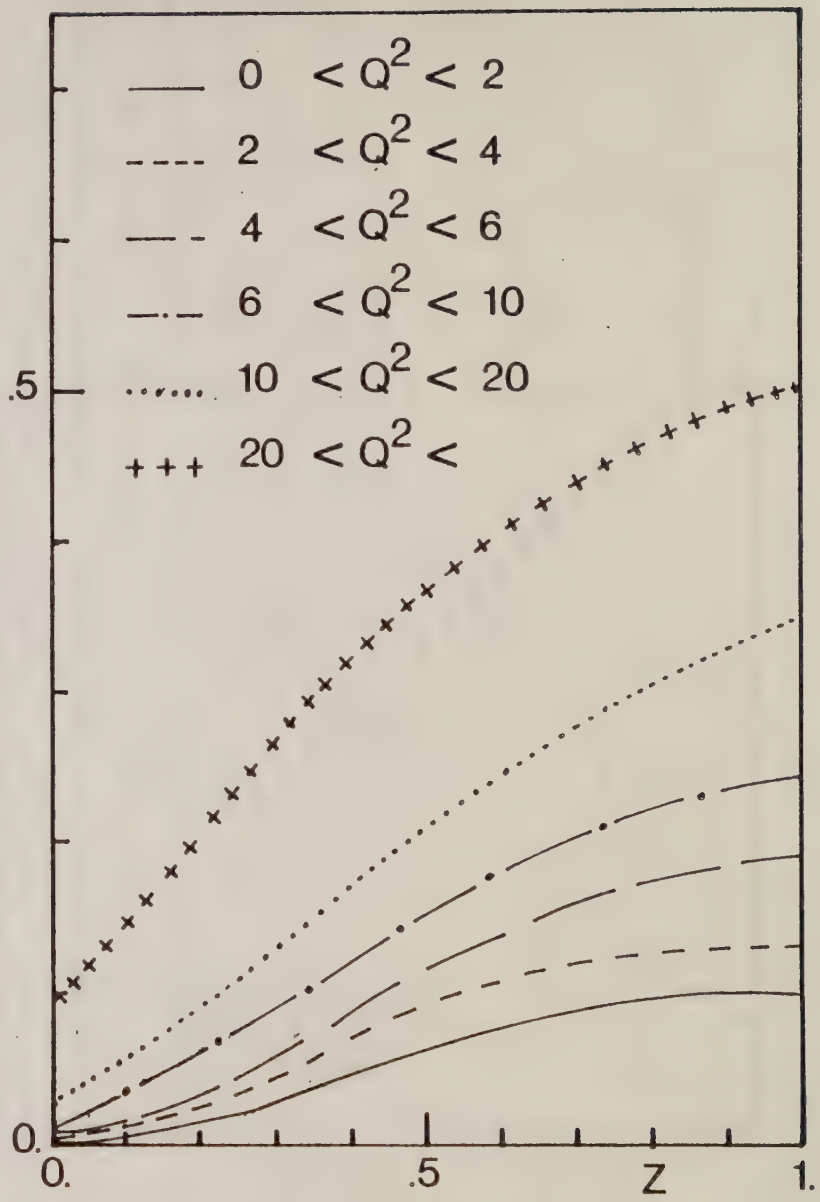


Fig. 5-9. Acceptance en z par intervalles de Q^2.

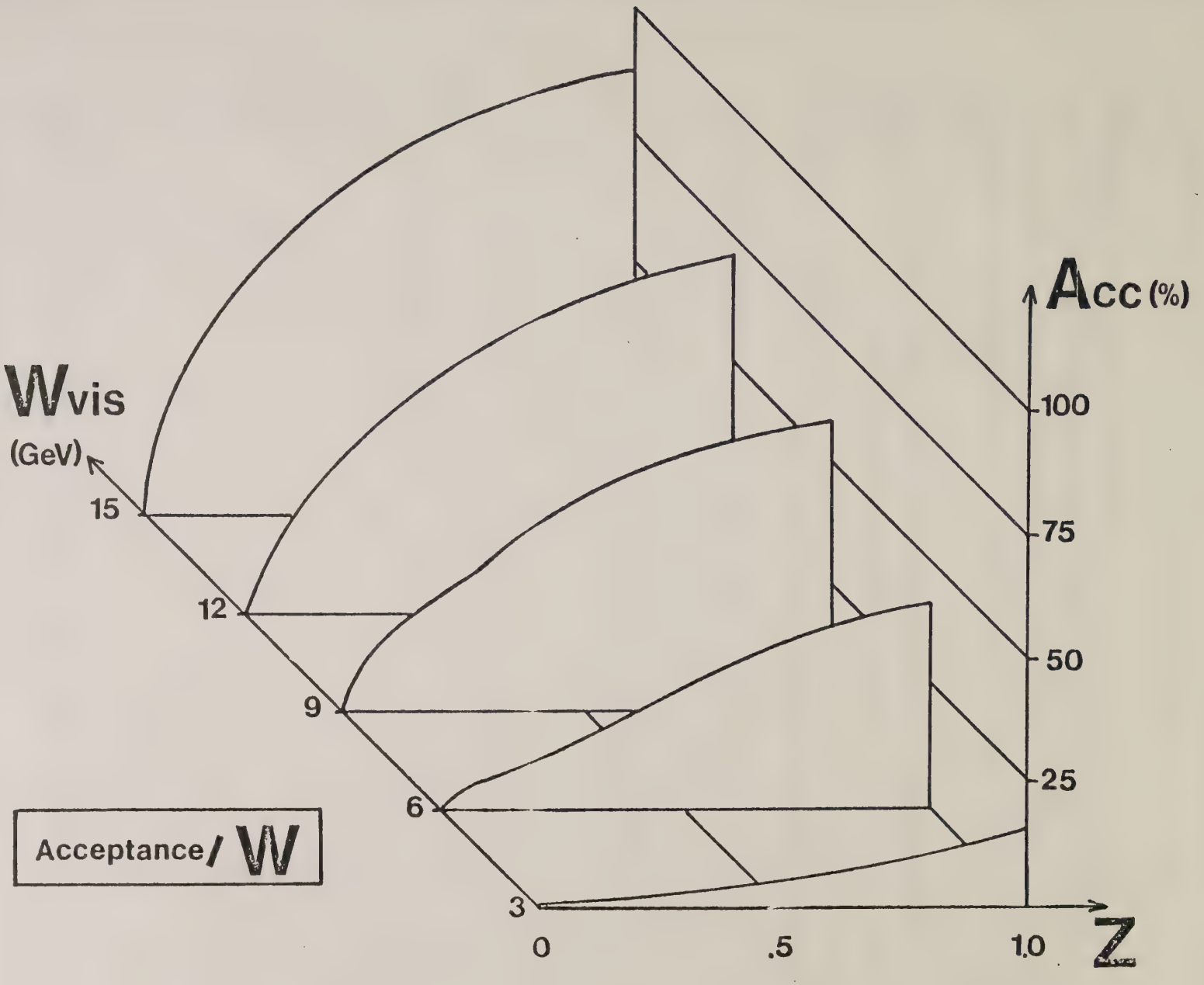


Fig. 5-10. Acceptance en z par intervalles de W.

5.3.2 Acceptance en y.

La figure 5-11 montre la distribution en y des événements Monte-Carlo.Comme y est généré uniformément sur [0,1],c'est aussi l'acceptance.La perte d'acceptance à petit y est due à la coupure sur P_2,tandis qu'à grand y la perte est due à la coupure sur P_1.

Si l'on génére les événements avec une distribution de la forme $(1-y)^2$, le spectre obtenu est alors celui de la figure 5-12.

Une étude plus complète des acceptances en y sera faite au §8.2.

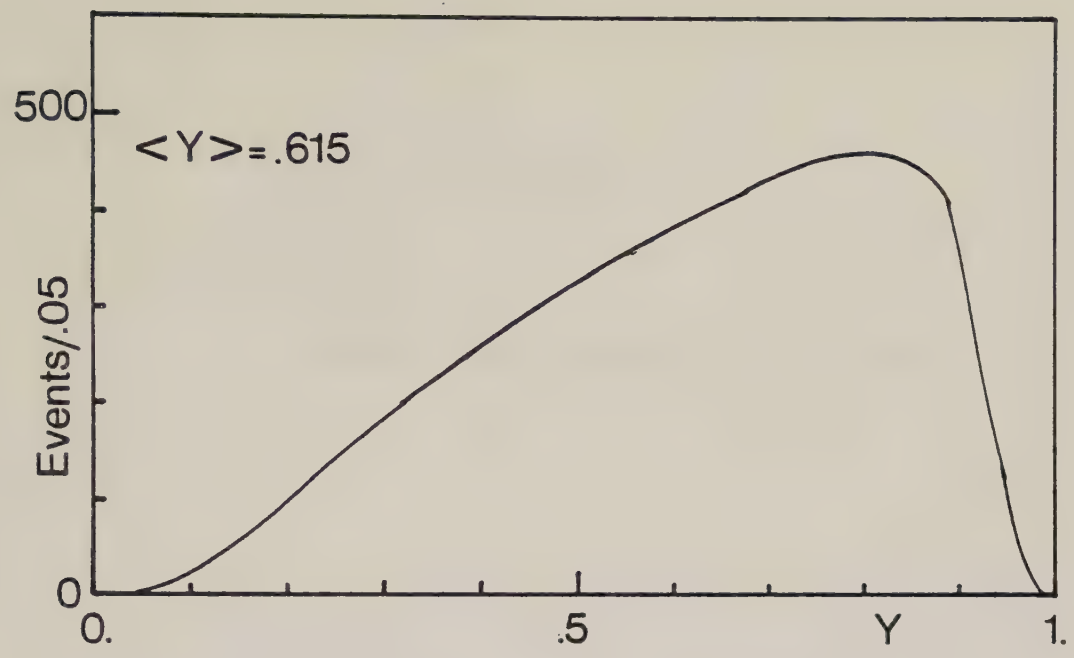


Fig. 5-11. Spectre en y des événements acceptés, pour un spectre initial uniforme.

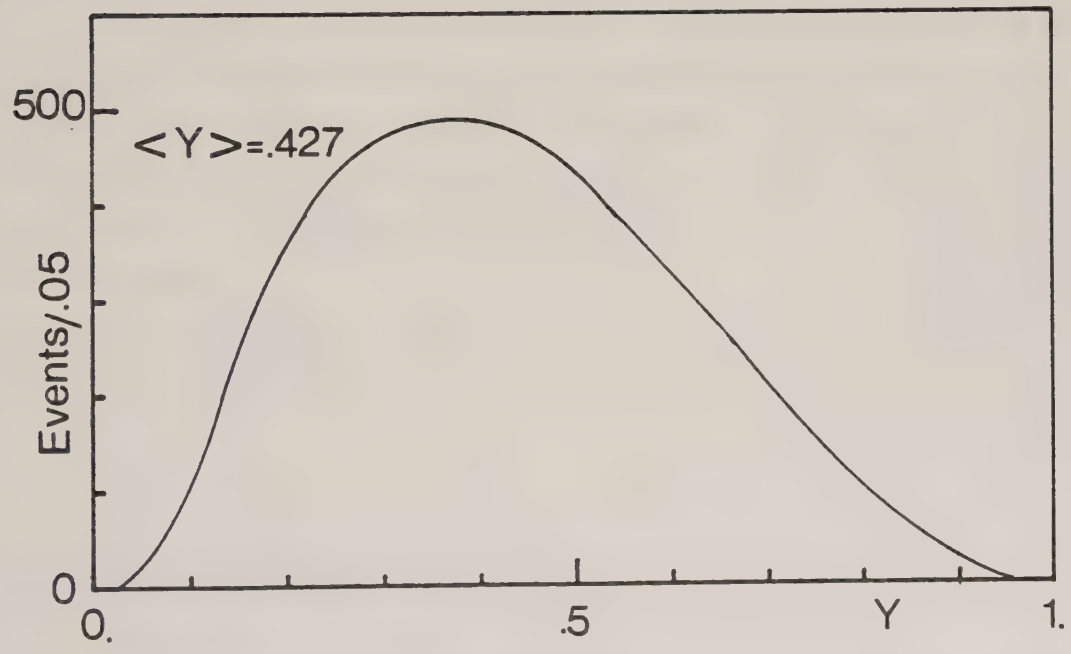


Fig. 5-12. Spectre en y des événements acceptés, pour un spectre initial en $(1-y)^2$.

Chapitre VI

LA METHODE DE DETERMINATION DE D(z).

La variable z n'est pas mesurable expérimentalement dans notre cas,puisque l'on n'observe pas le méson D,mais le μ produit par sa désintégration.La fonction de fragmentation nous apparait donc convoluée avec le spectre de désintégration du D,dans des distributions telles que celles de P_2,E_h, z_1 et y_h (z_1 et y_h ont été définies au §3.2.4).

Les figures 6-1 et 6-2 montrent les distributions en z_1 et y_h pour deux fonctions D(z) différentes et pour les données.

z_1,qui ne dépend que de variables définies au vertex hadronique,est plus sensible que y_h.A remarquer aussi que dans les deux cas une fonction constante donne des résultats proches des données.

C'est en étudiant l'effet de la fonction D(z) sur ces distributions que l'on essaiera de la déterminer.

6.1 La méthode des poids.

La figure 6-3 montre les spectres en z_1/y_h obtenus d'après le Monte-Carlo pour 5 intervalles en z.La méthode employée consiste à multiplier chacune de ces 5 disrtibutions par un

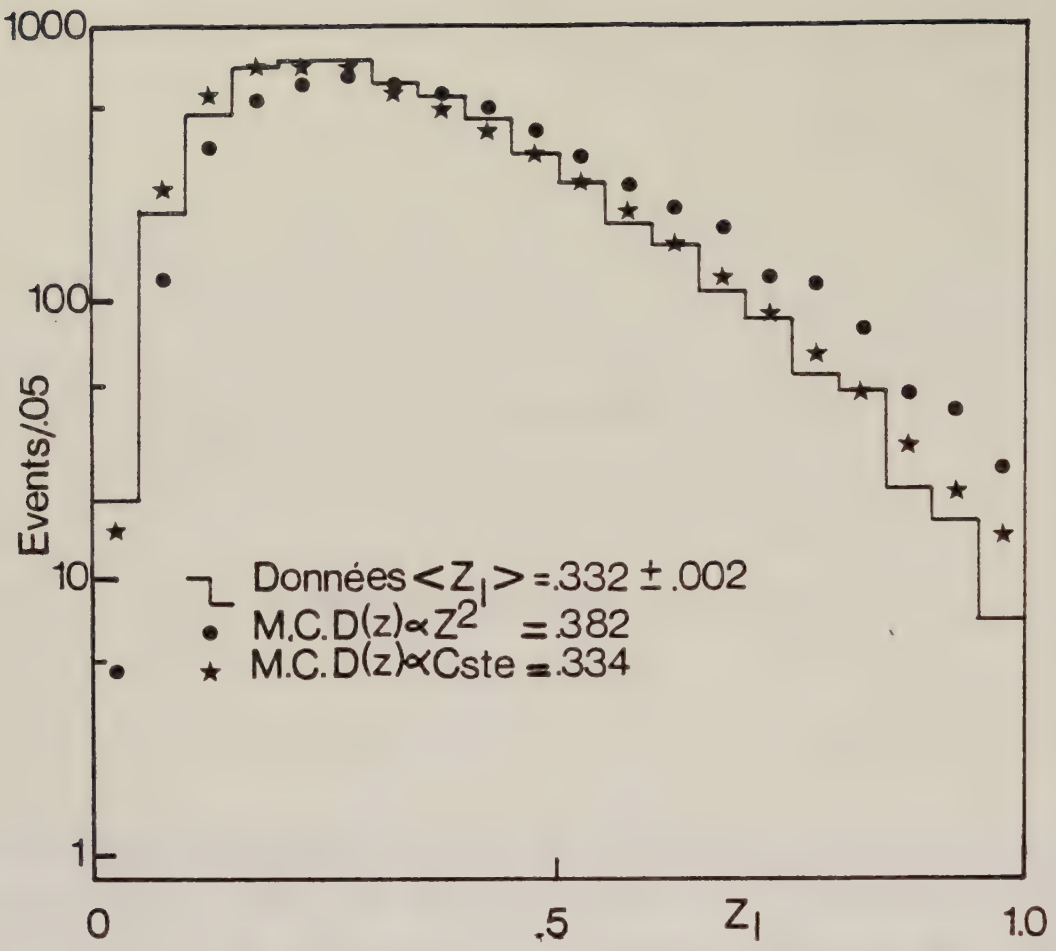


Fig. 6-1. Comparaison avec les données de deux Monte-Carlo sur z_l.

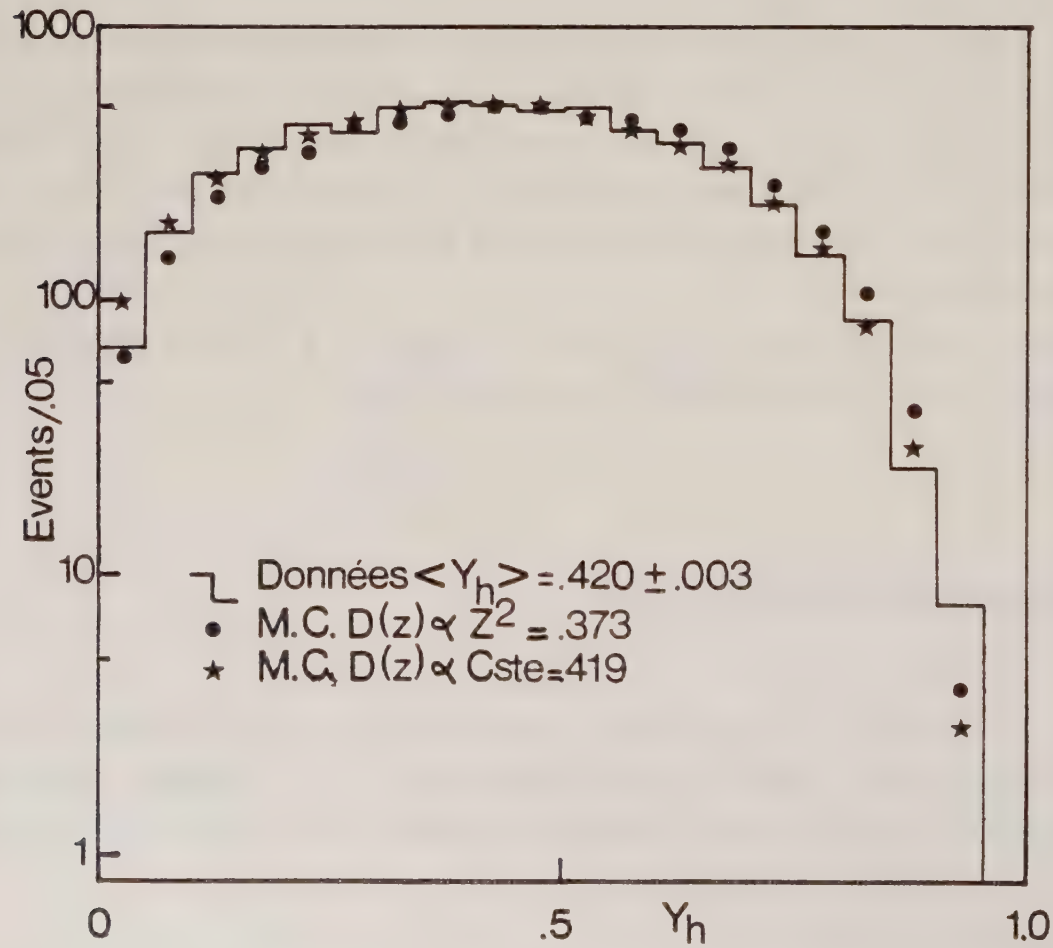


Fig. 6-2. Comparaison avec les données de deux Monte-Carlo sur y_h.

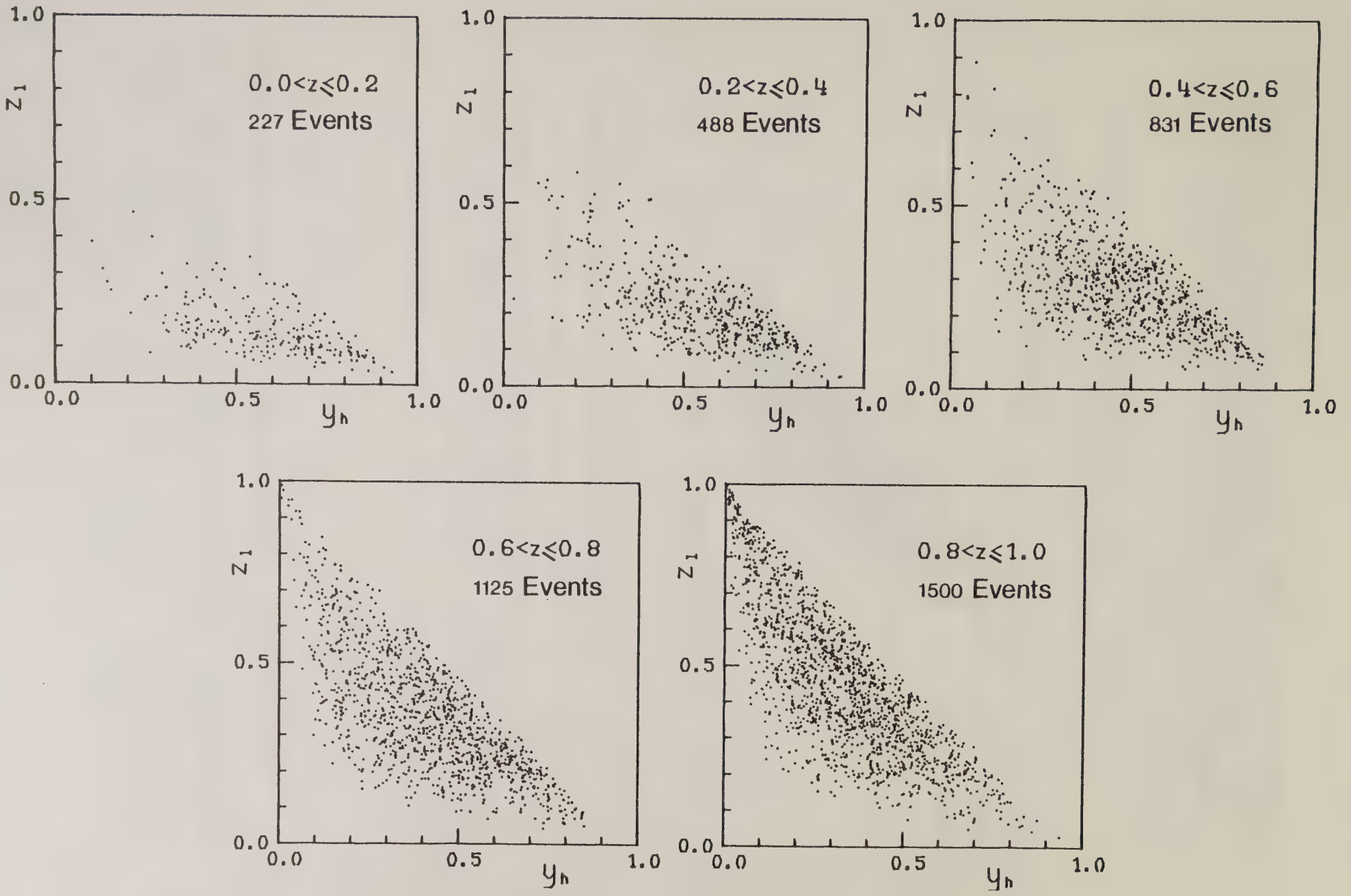


Fig. 6-3. Distributions z_1/y_h en intervalles de z d'après le M.C..

poids,puis à les additionner pour obtenir une distribution en z_1/y_h intégrée sur z, dite distribution pondérée,qui doit être comparée à celle des données (Fig.6-4), après normalisation au même nombre d'événements.

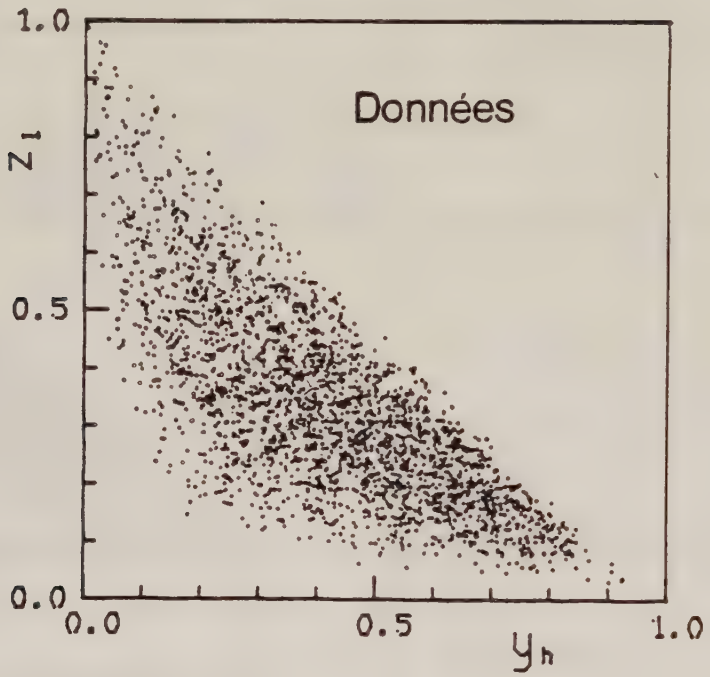


Fig. 6-4. Distribution z_1/y_h des données.

Pour effectuer cette comparaison,nous avons construit un χ_0^2.Cette fonction d'évaluation est une somme de termes du type:

$$\frac{(n_i^d - n_i^{mc})}{n_i^{mc}}$$

n_i^d et n_i^{mc} étant respectivement les nombres d'événements observés expérimentalement et générés par le Monte-Carlo dans un intervalle i en y_h,ou un intervalle i en z_1 ou bien encore dans une cellule i du plan z_1/y_h.On peut donc construire trois χ_0^2 différents.

Dans les trois cas le χ_0^2 obtenu est fonction des poids,et sa minimisation fournit les solutions w_i.Nous étudierons (§6.2) la différence entre les trois méthodes et indiquerons le meilleur choix.

Les poids w_i doivent satisfaire deux conditions:

1. ils doivent être positifs.
   Pour remplir cette condition,on peut bien sur limiter le domaine de variation des w_i,mais nous avons préféré ajouter au χ_0^2 des termes qui défavorisent les valeurs négatives des poids comme,par exemple:

$$\alpha_i(1-\frac{|w_i|}{w_i})w_i^2$$

   le χ^2 prenant alors la forme:

$$\chi^2=\chi_0^2+\Sigma\alpha_i(1-\frac{|w_i|}{w_i})w_i^2$$

   où les α_i sont des coefficients de proportionnalité que l'on peut ajuster ad libitum pour contrôler l'efficacité de la contrainte de positivité.Un autre avantage de cette méthode,par rapport à celle de la restriction du domaine de variation des w_i,est de faciliter la convergence du processus de minimisation et le calcul des erreurs.
   Après la minimisation,le χ^2 final est calculé en annulant les α_i.

2. la somme $\Sigma w_i\Delta z$ doit être normalisée à 1.
   Comme dans le cas précédent,au lieu d'imposer une relation de contrainte sur les poids qui risque de fausser les calculs d'erreurs,il vaut mieux ajouter un autre terme au χ^2 proportionnel à $(1.-\Sigma w_i\Delta z)^2$.D'où le χ^2 complet:

$$\chi^2=\chi_0^2+\Sigma\alpha_i(1-\frac{|w_i|}{w_i})w_i^2+\beta(1-\Sigma w_i\Delta z)$$

La valeur du coefficient de proportionnalité β permet de jouer sur la précision avec laquelle la condition de normalisation est vérifiée.Pour le calcul du χ^2 final ce coefficient est annulé.

Comme dans le programme la fonction D(z) est constante,les poids w_i sont donc simplement les valeurs moyennes de la vraie fonction de fragmentation dans chacun des intervalles en z.

6.2 Tests préliminaires de la méthode.

Pour tester la méthode précédente on forme un ensemble d'événements dits "pseudo-expérimentaux" en prenant ≃6000 événements parmi ceux générés par le Monte-Carlo (≃ même nombre d'événements que l'échantillon expérimental),et l'on cherche à déterminer la fonction de fragmentation de cet ensemble pseudo-expérimental en utilisant le reste des événements Monte-Carlo.Les événements Monte-Carlo ayant été généré avec D(z)=cste,on doit trouver des poids w_i indépendants de i.

Dans le tableau 6-5 sont rassemblés les résultats obtenus quand on utilise z_i ou y_h ou bien les deux à la fois pour déterminer D(z). Ils sont aussi représentés sur la figure 6-6. Ces résultats appellent plusieurs remarques:

Remarque 1: Dans les trois cas les résultats sont compatibles avec une fonction D(z) uniforme.

Remarque 2: Les résultats sont meilleurs si l'on utilise la double distribution z_i/y_h plutôt que l'une ou l'autre seule,en particulier les erreurs sont plus petites.D'autre part,bien que la minimisation soit faite sur la double distribution,les χ^2 que l'on

		z_1	y_h	$z_1 + y_h$	$z_1 + y_h$ w_i fixé
$.0 < z \leqslant .2$		$1.32 \pm .44$	$.71 \pm .77$	$.75 \pm .38$	.75
$.2 < z \leqslant .4$		$.44 \pm .63$	1.38 ± 1.05	$1.37 \pm .48$	$1.37 \pm .22$
$.4 < z \leqslant .6$		$1.41 \pm .55$	$.50 \pm .85$	$.75 \pm .38$	$.75 \pm .35$
$.6 < z \leqslant .8$		$.80 \pm .38$	$1.59 \pm .61$	$1.14 \pm .29$	$1.14 \pm .28$
$.8 < z \leqslant 1.$		$1.03 \pm .13$	$.82 \pm .22$	$.99 \pm .12$	$.99 \pm .12$
$< z >$		$.491 \pm .025$	$.517 \pm .039$	$.510 \pm .025$	$.510 \pm .014$
$\frac{\chi^2}{\text{n.d.l.}}$	z_1	13.6/16	18.7/16	16./16	16./16
	y_h	15.7/15	11.8/15	13.2/15	13.2/15
	z_1+y_h	162/147	162/147	158/147	158/147

Tab. 6-5. Valeurs obtenues pour les poids w_i dans différents cas.

peut calculer en même temps pour les simples distributions sont pratiquement aussi bons que ceux obtenus lorsque l'ajustement est fait avec les simples ditributions elles-mêmes.

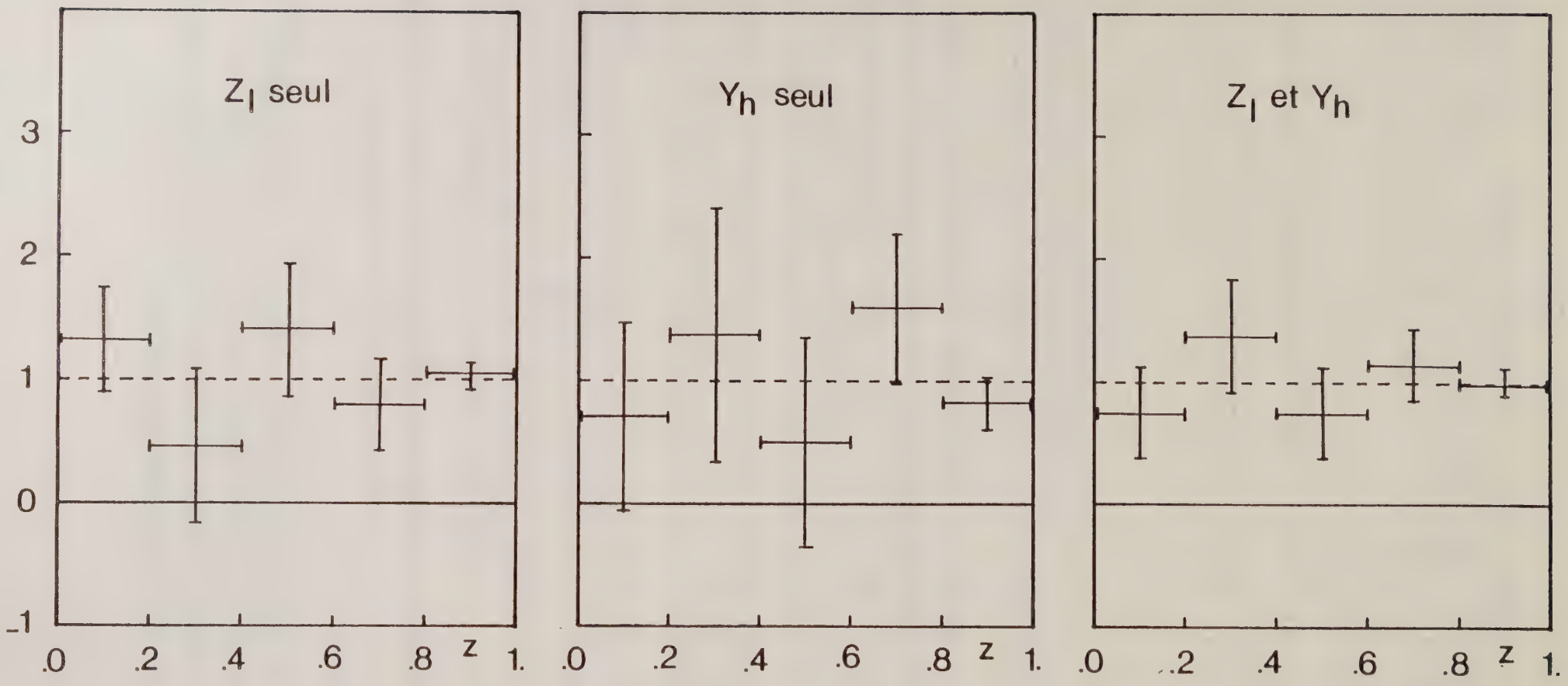


Fig. 6-6. Réponse du programme d'ajustement à une fonction D(z) uniforme.

Remarque 3: La figure 6-3 montre que le nombre d'événements par intervalle de z augmente avec z.On s'attend donc à ce que les erreurs sur les poids diminuent quand z augmente.

C'est bien ce que l'on constate,à l'exception toutefois du premier intervalle. Cette particularité s'explique de la façon suivante:

En prenant l'exemple de l'ajustement sur la double distribution,la matrice des coefficients de corrélation des poids obtenus est:

	1	2	3	4
2	-.878			
3	.382	-.701		
4	-.246	.477	-.835	
5	-.213	.043	.488	-.693

Elle montre que pour des intervalles contigus,les poids sont fortement anti-corrèlés,et au contraire corrèlés de deux en deux intervalles.Cela signifie qu'une variation dans un intervalle peut être presqu'exactement compensée par une variation de signe opposé dans les deux intervalles situés de part et d'autre.

Ce phénomène de compensation ajoute une erreur supplémentaire à celle d'origine purement statistique,sauf dans les premier et dernier intervalles qui n'ont qu'un seul voisin,d'où l'erreur plus faible dans le premier intervalle.

On peut confirmer cette interprétation:si on fixe la valeur du poids du premier intervalle,on attend alors une erreur plus faible dans le deuxième intervalle que dans le troisième et c'est bien ce que l'on obtient (dernière colonne du tableau 6-5).

Remarque 4: L'erreur dans le dernier intervalle est beaucoup plus petite que dans les autres.
Ceci est l'effet cumulatif de deux facteurs jouant dans la même sens:

- plus grande statistique.
- pas d'"effet de compensation"

Remarque 5: On a aussi accord entre la valeur moyenne calculée et la valeur moyenne théorique pour une fonction uniforme.
Plus généralement si on définit le moment d'ordre n par:

$$M_n = \int z^n D(z) dz$$

les moments calculés en utilisant les résultats de l'ajustement sont en excellent accord avec ceux d'une fonction uniforme.(Fig 6-9)

6.3 Tests complémentaires.

Pour affiner les tests nous avons aussi constitué d'autres ensembles pseudo-expérimentaux générés avec d'autres fonctions de fragmentation — dont certaines correspondent à des prévisions théoriques ([6.1] et § 2.2.2).

1. $D(z) = 3z^2$
2. $D(z) = 3(1-z)^2$
3. $D(z) = 20z^3(1-z)$
4. $D(z) = \delta(z-.7)$

Les résultats obtenus sont rassemblés dans la table 6-7 et représentés sur les figures 6-8 avec les fonctions réellement utilisées.Quant aux moments calculés ils sont comparés à ceux qu'on peut prédire d'après la fonction utilisée sur les figures 6-9.
La première impression est que l'allure générale des courbes est assez bien reproduite.

D'une façon plus détaillée:les deux premiers exemples permettent de tester la sensibilité du programme d'ajustement pour des fonctions concentrées à grand ou à petit z.
Dans le premier cas les résultats sont satisfaisants surtout pour les moments. Dans le deuxième,la queue de la fonction est mal reproduite,et comme lorsque n augmente le poids du dernier intervalle est de plus en plus prépondérant dans le calcul de M_n ceci explique aussi le désaccord des moments.
Toutefois les résultats sont suffisamment précis pour qu'on puisse affirmer que la fonction est piquée vers les petites valeurs de z.Or dans ce cas les événements pseudo-expérimentaux sont concentrés à petit z_1 et à grand y_h (cf. premiers intervalles en z Fig.6-3).
Plus précisément 65% des événements pseudo-expérimentaux appartiennent à une région définie par $y_h \geq .45$ et $z_1 \leq .5$. On effectue donc un second ajustement en se limitant à cette région.On constate que les résultats sont améliorés-surtout pour les moments-mais bien entendu les erreurs augmentent.(Fig.6-10)

Le troisième exemple concerne aussi une fonction qui tend vers 0 quand z tend vers 1,mais contrairement à l'exemple 2 elle vaut 0 en 0.Une nouvelle fois les poids trouvés ont des valeurs compatibles avec la fonction exacte, et les moments sont particulièrement bien reproduits.

Enfin nous avons testé la méthode avec une fonction aussi singulière qu'une distribution δ.Les résultats obtenus sont satisfaisants,en particulier pour les moments puisque compatibles avec la valeur théorique jusqu'au 5-ième ordre inclus.

	$D(z) = 3z^2$	$D(z) = 3(1-z)^2$	$D(z) = 20z^3(1-z)$	$D(z) = \delta(z-.7)$
$.0 \leqslant z \leqslant .2$	$-.07 \pm .18$	$2.78 \pm .29$	$-.11 \pm .15$	$-.7.10^{-3} \pm .38$
$.2 < z \leqslant .4$	$.29 \pm .35$	$1.20 \pm .36$	$.35 \pm .34$	$-.8.10^{-2} \pm .50$
$.4 < z \leqslant .6$	$1.08 \pm .55$	$.92 \pm .27$	$1.50 \pm .49$	$.32 \pm .46$
$.6 < z \leqslant .8$	$1.04 \pm .47$	$-.07 \pm .21$	$2.18 \pm .38$	$4.69 \pm .35$
$.8 < z \leqslant 1.$	$2.66 \pm .23$	$.18 \pm .09$	$1.08 \pm .15$	$-.3.10^{-3} \pm .20$
$\langle z \rangle$	$.748 \pm .028$	$.241 \pm .013$	$.669 \pm .025$	$.688 \pm .032$
$\chi^2/_{n.d;l.}$	129/144	111/120	155/143	261/150

Tab. 6-7. Réponse du programme d'ajustement à différentes fonctions de fragmentation.

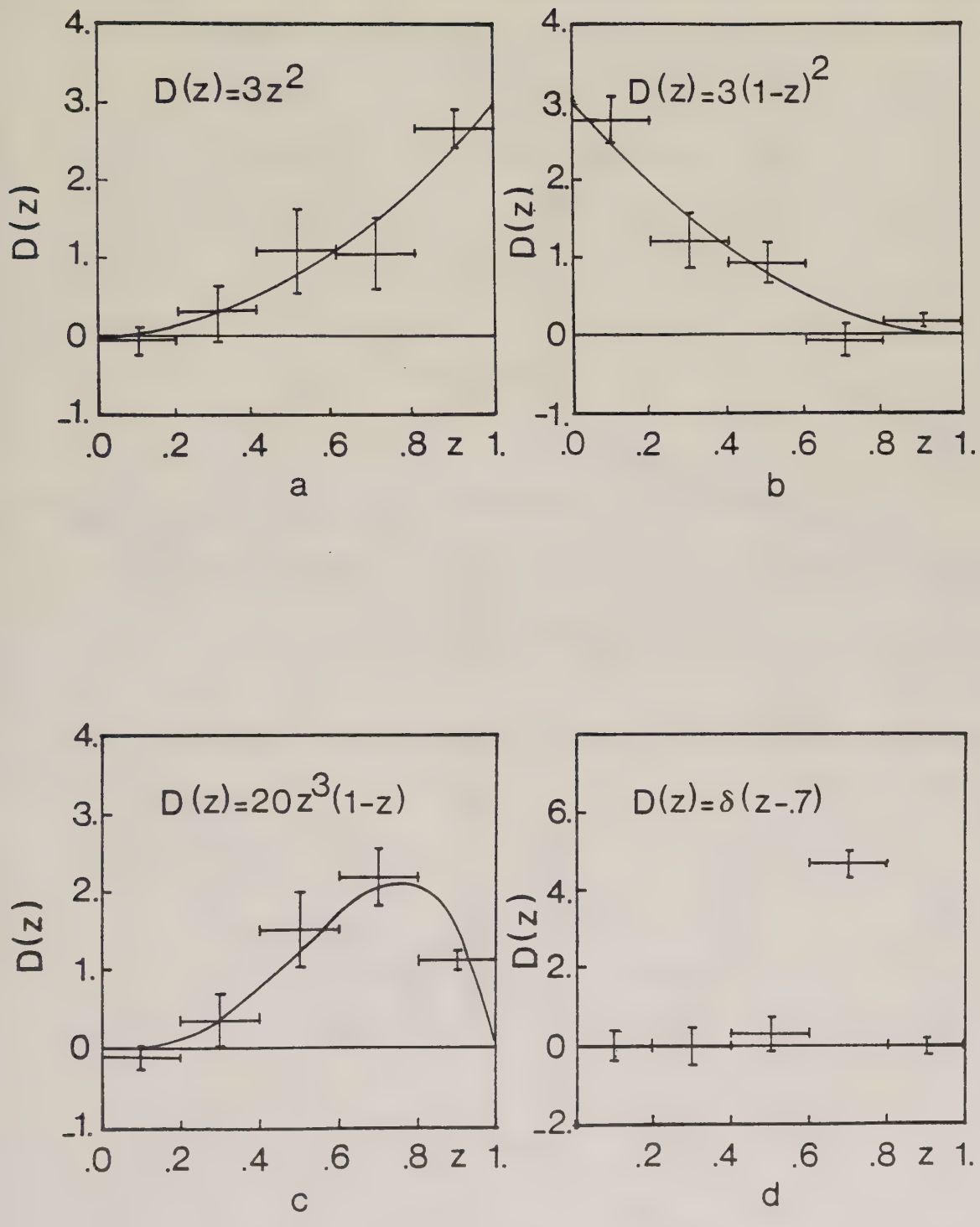


Fig. 6-8. Comparaison des fonctions D(z) reconstituées par le programme avec les fonctions initiales.

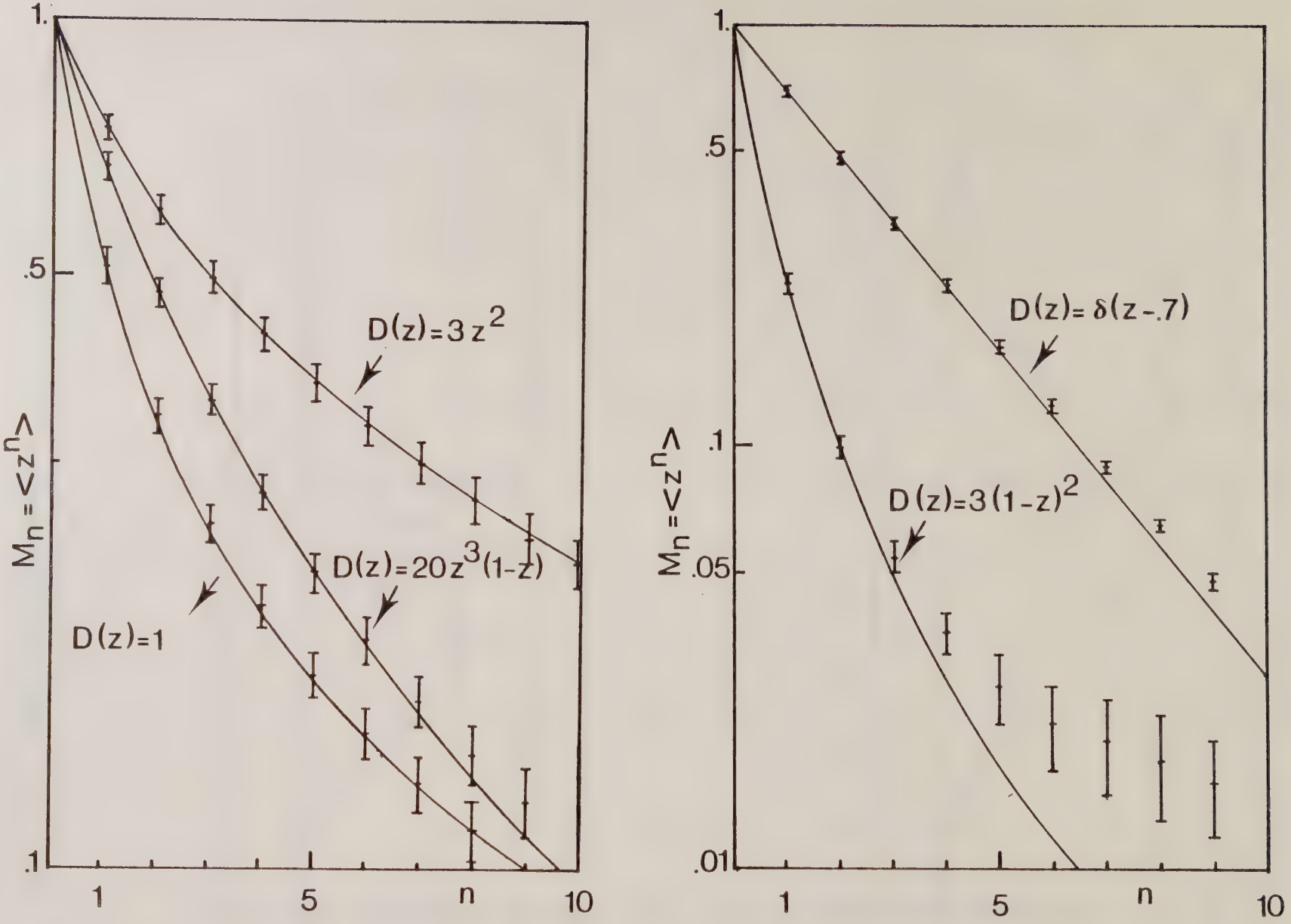


Fig. 6-9. Comparaison des moments calculés avec les valeurs exactes.

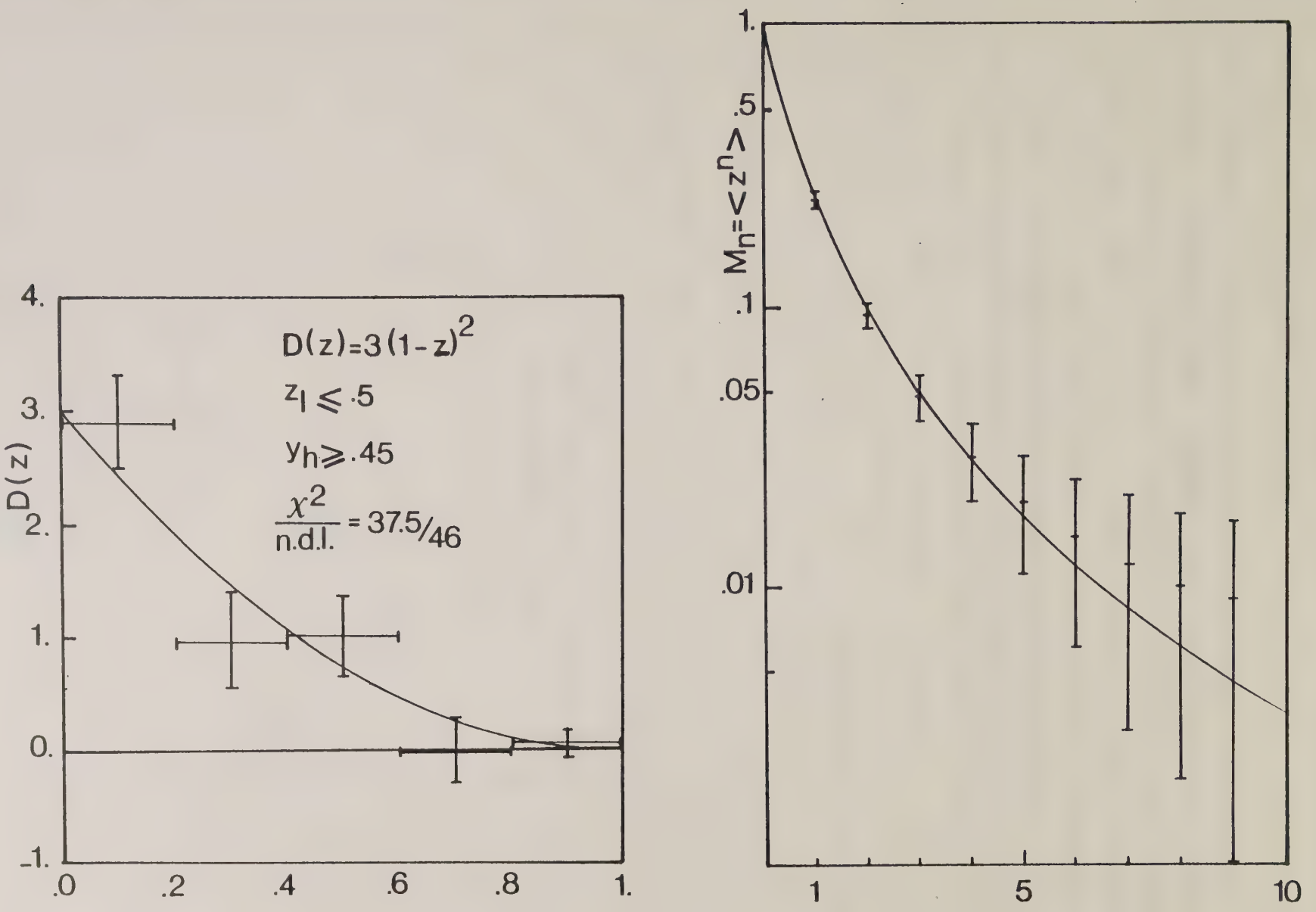


Fig. 6-10. Ajustement obtenu pour $D(z)=3(1-z)^2$, dans un domaine réduit de plan (z_l, y_h).

6.4 Conclusions.

En résumé la méthode d'ajustement basée sur l'emploi des doubles distributions z_I/y_h permet de trouver l'allure générale de la fonction de fragmentation.On a vu que si elle piquée vers les faibles valeurs de z, on peut améliorer sensiblement les résultats en faisant des coupures sur z_I et y_h.Enfin les poids obtenus permettent de calculer les moments, en particulier la valeur moyenne,de la fonction de fragmentation avec un très bon niveau de confiance.

Chapitre VII

FONCTION DE FRAGMENTATION DU QUARK c.

A partir de maintenant les événements pseudo-expérimentaux sont remplacés par les événements expérimentaux,et on doit tenir compte du bruit de fond.Sauf indication contraire,on normalise le nombre de ces événements parasites à 13% de l'ensemble des données (cf §4.3.5).

Les coupures utilisées pour tous les événements sont les coupures standard avec de plus la condition $E_h > 0$.

7.1 Premiers résultats.

Un premier ajustement donne les résultats de la figure 7-1 et de la table 7-2.Sur les figures 7-3 sont représentées les

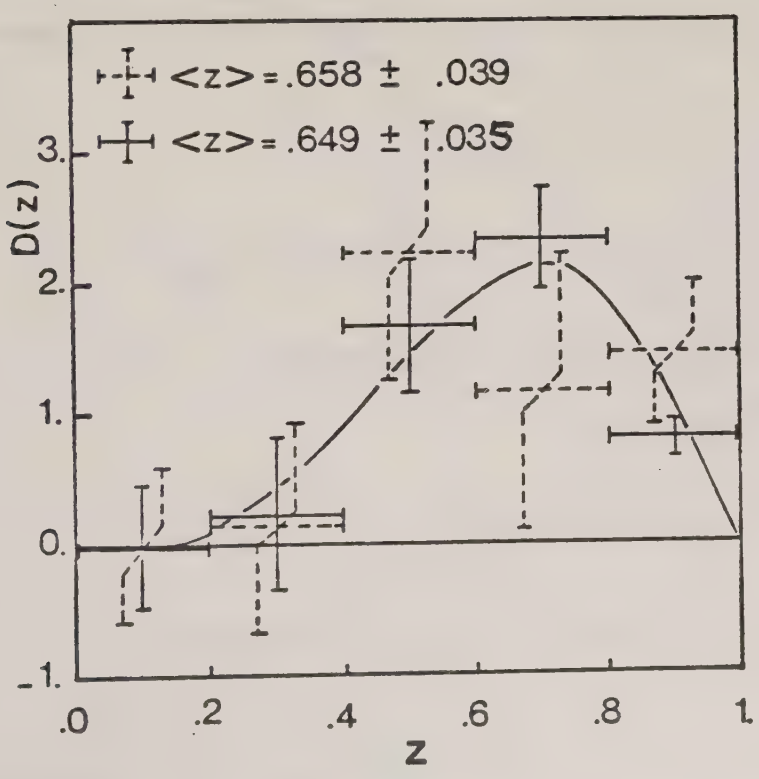


Fig. 7-1. Résultats de l'ajustement sur les données.Les traits interrompus correspondent à un ajustement sur un domaine réduit du plan y_h/z_1.

	Poids		M_n	Moments
$0 < z \leq .2$	$-.01 \pm .47$		M_1	$.649 \pm .034$
$.2 < z \leq .4$	$.23 \pm .58$		M_2	$.448 \pm .024$
$.4 < z \leq .6$	$1.66 \pm .51$		M_3	$.325 \pm .018$
$.6 < z \leq .8$	$2.33 \pm .39$		M_4	$.247 \pm .014$
$.8 < z \leq 1.$	$.80 \pm .14$		M_5	$.194 \pm .013$
$\langle z \rangle$	$.649 \pm .034$			
$\chi^2/_{n.d.l.}$	$194.6/_{143}$			

Tab. 7-2. Poids et moments de la fonction D(z) déduite des données.

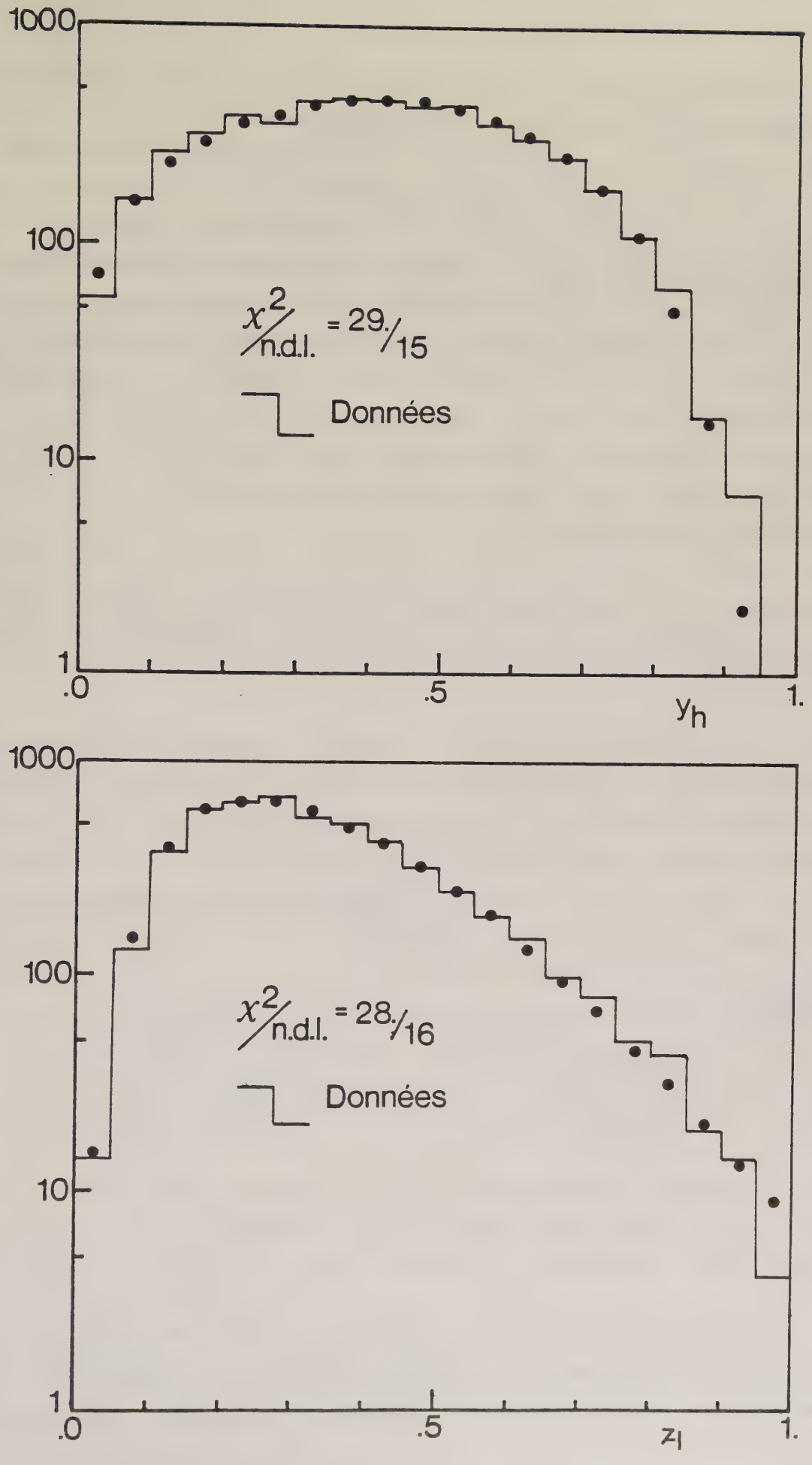


Fig. 7-3. Distributions en y_h et z_l. Les points sont obtenus d'après le Monte-Carlo et en utilisant les poids w_i de la Table 7-2.

distributions en y_h et z_l pour les données et pour la fonction de fragmentation calculée par le programme.

Avant l'ajustement,c'est-à-dire pour une fonction de fragmentation uniforme,le χ^2 était de 350 pour 143 degrés de liberté,il passe donc de 2.45 à 1.36 par degré de liberté.

D'après cet ajustement la fonction D(z) semble tendre vers 0 avec z.Comme on l'a vu précédemment (§6.3) on peut le confirmer en n'utilisant que la région délimitée par les conditions $y_h \geq .45$ et $z_l \leq .5$.On est alors obligé d'ajouter la contrainte supplémentaire (cf §6.1) pour assurer la positivité des poids,sinon le premier tend à devenir très négatif:on trouve en effet $-.65 \pm .58$ ce qui est tout de même compatible avec une valeur positive à moins de 2σ.

Les résultats obtenus,en incluant la contrainte,sont représentés en traits interrompus sur la figure 7-1.D'une part il sont compatibles avec les précédents,et d'autre part ils confirment le comportement de D(z) à petit z.

On peut aussi noter que la fonction trouvée semble assez proche de la forme $z^3(1-z)$.Pour le vérifier nous avons utilisée une méthode légèrement différente:on attribue à chaque événement généré par le Monte-Carlo un poids proportionnel à $z^{\alpha}(1-z)^{\beta}$,où α et β sont les paramètres sur lesquels est effectuée la minimisation.Cette méthode appliquée à l'ensemble des données (pas de coupures sur y_h et z_l),donne les résultats suivants:

$$\alpha = 3.2 \pm .7$$
$$\beta = 1.3 \pm .3$$

soit une valeur moyenne pour z de 0.642,et pour un χ^2 de 195/142,donc tout à fait similaire au précédent.

La courbe est tracée sur la figure 7-1.

En conclusion la fonction de fragmentation du quark c à un comportement totalement différent de celui des fonctions de fragmentation des autres quarks à petit z:

$$z \longrightarrow 0 \quad \begin{cases} D_c \quad (z) \longrightarrow 0 \\ D_{u,d,s}(z) \simeq 1/z \end{cases}$$

Ceci prouve que la symétrie SU(4) n'est pas respectée,car sinon on devrait avoir $D_c^{\pi^+}(z)=D_u^{\pi^+}(z)$.

Enfin D(z) est piquée vers les grandes valeurs de z avec une moyenne:

$$\boxed{\langle z \rangle = 0.65 \pm 0.035}$$

(où l'erreur est seulement statistique),et peut être assez bien représentée analytiquement par:

$$\boxed{D(z) = \text{cste} \times z^{3.2}(1-z)^{1.3}}$$

7.2 Erreurs systématiques.

Etant données,d'une part,la grandeur des erreurs sur les poids,et d'autre part les contraintes qu'il est parfois nécessaire de leur imposer,nous ne calculerons les erreurs systématiques que sur les valeurs moyennes.

7.2.1 Le bruit de fond.

Nous avons étudié les modifications induites par une variation de 2% du bruit de fond.

Sur la figure 7-4,les pavés hachûrés sont centrés sur les valeurs des w_i de la table 7-2,leurs dimensions correspondent aux erreurs.Comme les nouveaux points restent à l'intérieur des pavés nous n'avons pas jugé utile de représenter aussi leurs erreurs respectives,qui sont du même ordre de grandeur que les autres.

La forme générale de la courbe est inchangée et on obtient une valeur moyenne:

$$\langle z \rangle = 0.660 \pm 0.025$$

ce qui donne donc une erreur systématique de .010.

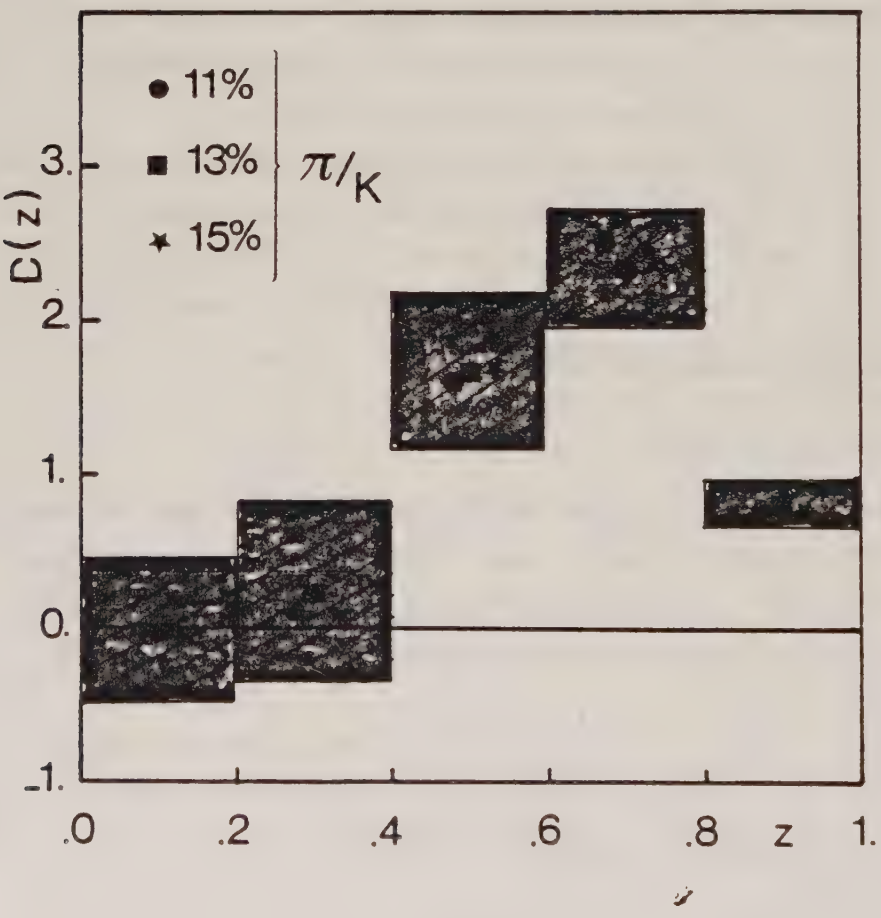


Fig. 7-4. Variations en fonction du bruit de fond π/K.

7.2.2 Le slow-rescaling.

Nous avons utilisé un programme de Monte-Carlo dans lequel x était remplacé par ξ (cf§2.1.2),et en prenant la masse du quark c égale à 1.5 GeV.Les résultats obtenus (Fig.7-5) donnent une valeur moyenne:

$$\langle z \rangle = 0.667 \pm 0.023$$

et donc une erreur sytématique de 0.017.

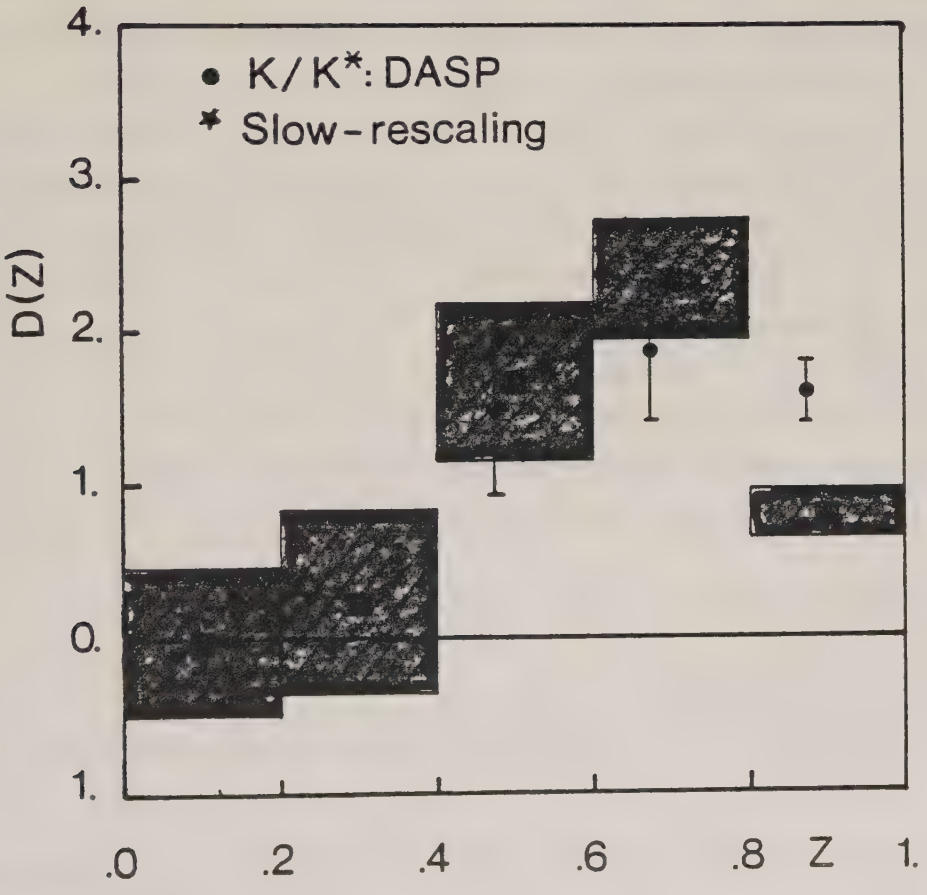


Fig. 7-5. Variation en fonction du rapport K/K* (•) et de la correction de slow-rescaling (*)

7.2.3 Le rapport K/K^*

Comme nous l'avons signalé au §5.1.4,il existe deux valeurs de ce rapport.Si l'on utilise un Monte-Carlo avec le rapport DASP,on obtient les résultats représentés sur la figure 7-5,qui conduisent à une valeur moyenne:

$$\langle z \rangle = 0.699 \pm 0.024$$

d'où une erreur systématique de 0.049

Nous avons cette fois tracé les barres d'erreurs importantes,ce qui permet de constater que dans ce cas l'effet est sensible aussi sur les poids.Clairement la fonction D(z) est encore plus poussée vers les grandes valeurs de z.
En fait ce déplacement était prévisible.En effet,pour une énergie donnée du méson D,le muon issu de la désintégration ($D \longrightarrow K^* \mu\nu$) a,en moyenne,une énergie plus faible que celui résultant de la désintégration ($D \longrightarrow K \mu\nu$) à cause de la différence de masse KK^*.
Par suite,si on augmente la proportion de K ,alors pour obtenir la même valeur de l'énergie du muon il faut augmenter l'énergie du méson D, c'est-à-dire que celui-ci devra emporter,en moyenne,une plus grande fraction z du moment du quark c.

7.2.4 Erreur systématique globale.

Les résultats des paragraphes précédents sont rassemblés dans la table 7-6.
Au total l'erreur systématique est donc:

$$\sigma_{sys} = 0.053$$

	Bruit de fond 11 %	Bruit de fond 15 %	Correction Slow-Rescaling	Rapport K/K^* DASP
$0. < Z \leqslant .2$	-.02	-.02	-.002	.09
$.2 < Z \leqslant .4$	.10	.08	-.01	-.06
$.4 < Z \leqslant 6$	1.61	1.68	1.78	1.48
$.6 < Z \leqslant .8$	2.52	2.48	2.30	1.87
$.8 < Z \leqslant 1.$	.78	.78	.93	1.61
$<Z>$	$.660 \pm .024$	$.660 \pm .025$	$.667 \pm .024$	$.699 \pm .039$
χ^2/n.d.l. y_h/z_1	245./145	203/143	195./142	179./138
χ^2/n.d.l. y_h	30./15	30./15	27./15	27./15
χ^2/n.d.l. z_1	26./16	32./16	27./16	26./16

Fig. 7-6. Résultats de l'étude des erreurs sytématiques.

et par suite

$$\langle z \rangle = 0.650 \pm 0.035 \pm 0.053$$

$$\boxed{\langle z \rangle = 0.65 \pm 0.063}$$

7.3 Comparaisons avec les autres grandeurs physiques.

Dans le paragraphe 7.1,au terme de l'ajustement,nous avons pu comparer aux données les distributions en y_h et z_l obtenues en pondérant les événements du Monte-Carlo par les poids w_i de la table 7-2 (Fig.7-1).
En appliquant la même méthode,et toujours en corrigeant pour le bruit de fond,nous avons comparé les distributions d'autres variables:

1. variables dépendant directement de la fonction D(z),c'est-à-dire dépendant des phénomènes intervenant au vertex hadronique: P_2,E_h (Fig.7-7,7-8).

2. variables indépendantes de D(z),c'est-à-dire liées au vertex leptonique: P_l,Q^2,x (Fig.7-9,7-10,7-11).

3. variables mixtes:W,M_{l2},y,E_{vl}; (Fig.7-12,7-13,7-14,7-15).

Sur les figures,les résultats obtenus avec le Monte-Carlo pondéré par les w_i sont représentés par les points.Qualitativement les formes des différents spectres sont bien reproduites.Pour donner une mesure de l'accord entre spectre calculé et spectre de données,nous avons dans chaque cas calculé le nombre:

$$\chi_d^2 = \frac{1}{n} \Sigma_i (N_i^D - N_i^{MC})^2 / N_i^D$$

où N_i^D et N_i^{MC} sont respectivement les nombres d'événements dans chacun des n intervalles pour les données et pour le Monte-Carlo.

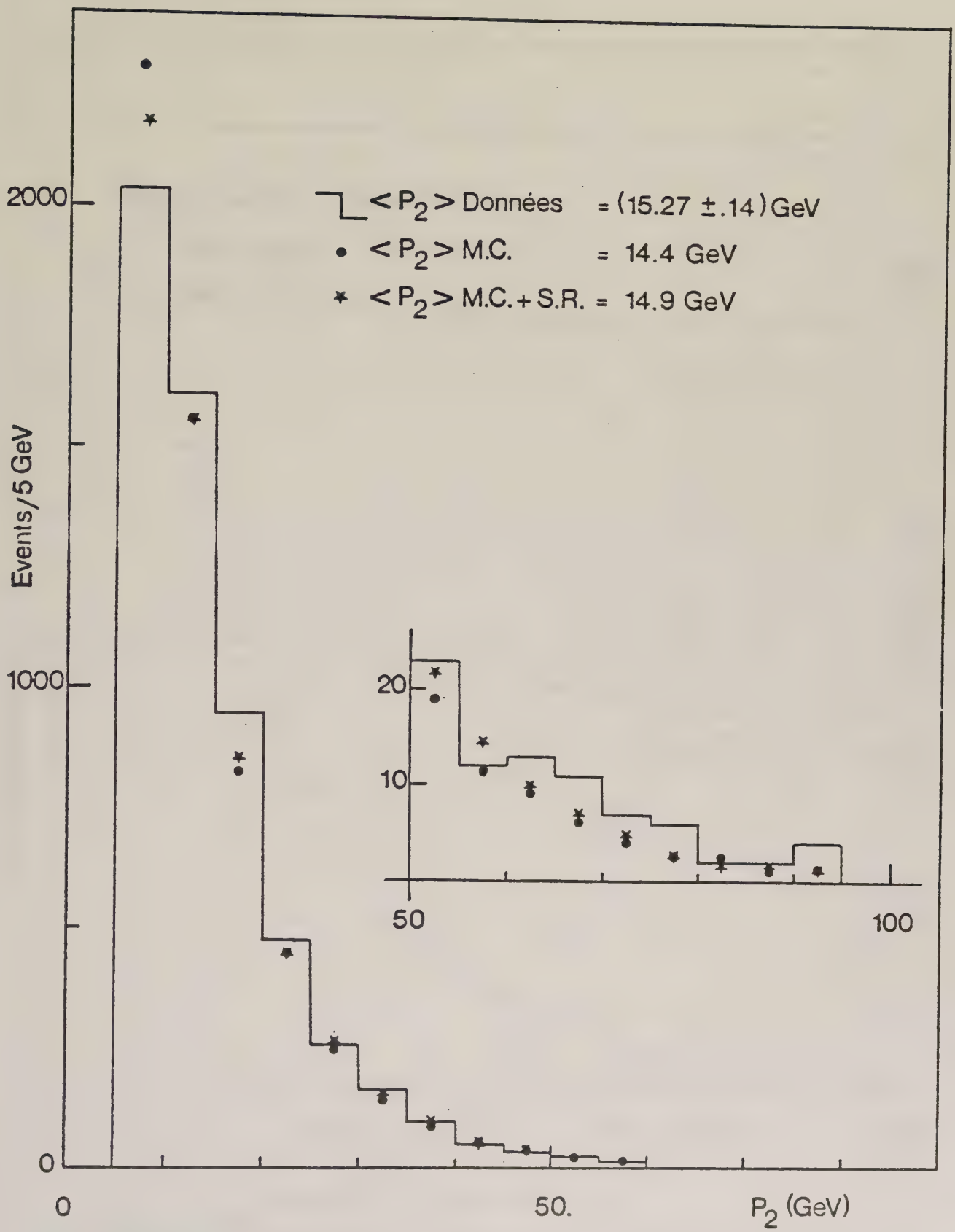


Fig. 7-7. Spectre en P_2.

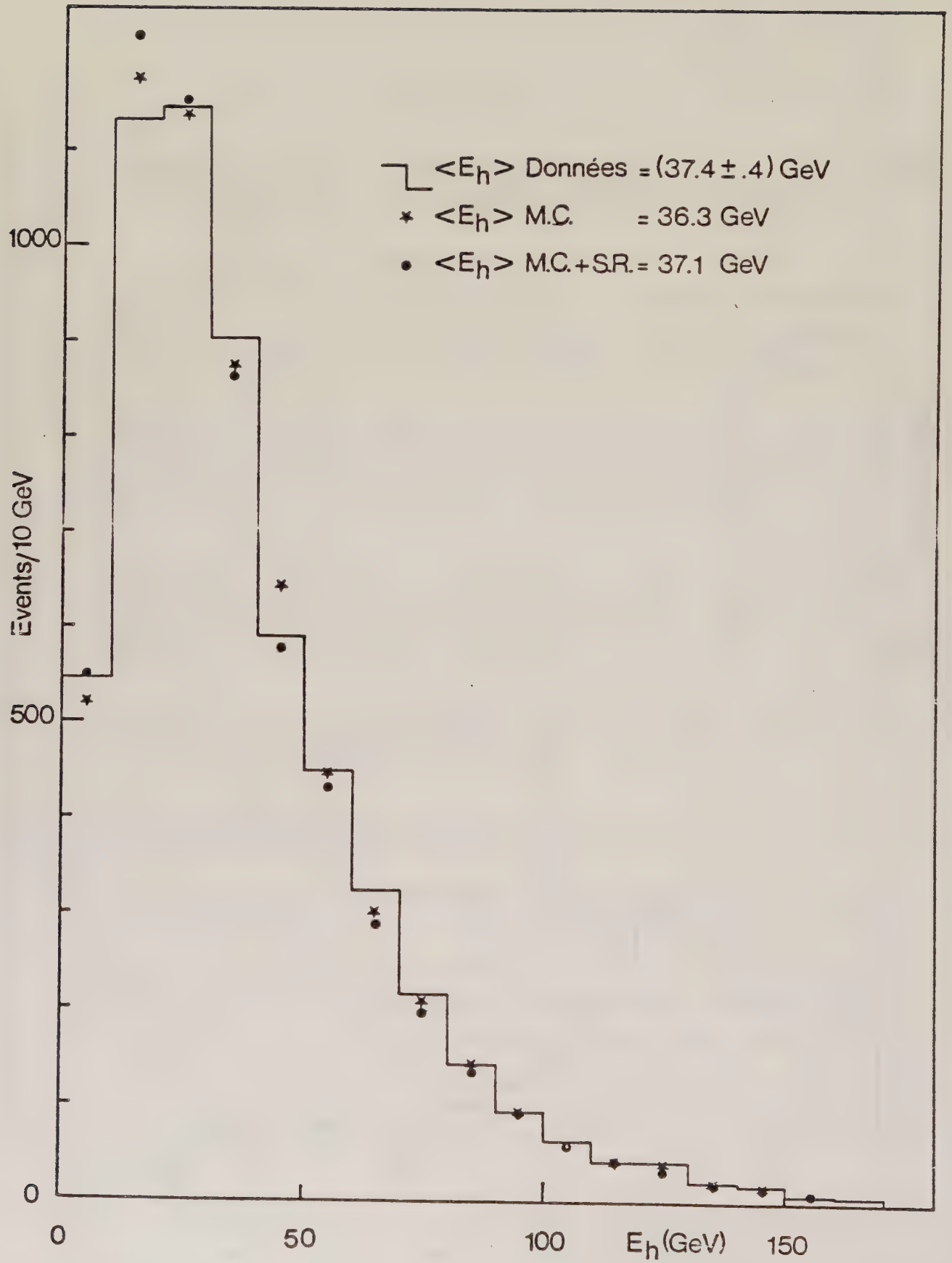


Fig. 7-8. Spectre en E_h.

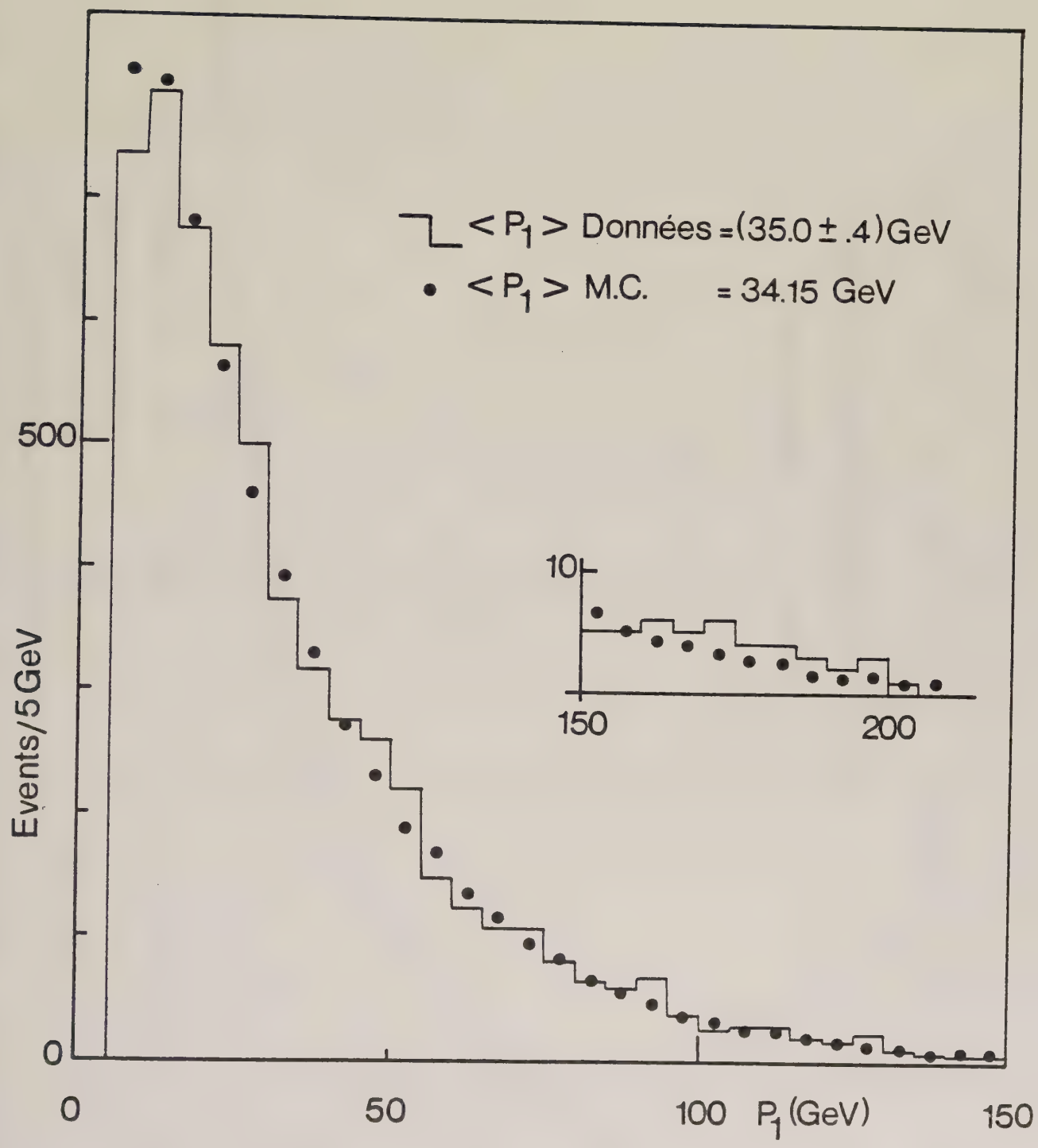


Fig. 7-9. Spectre en P_1.

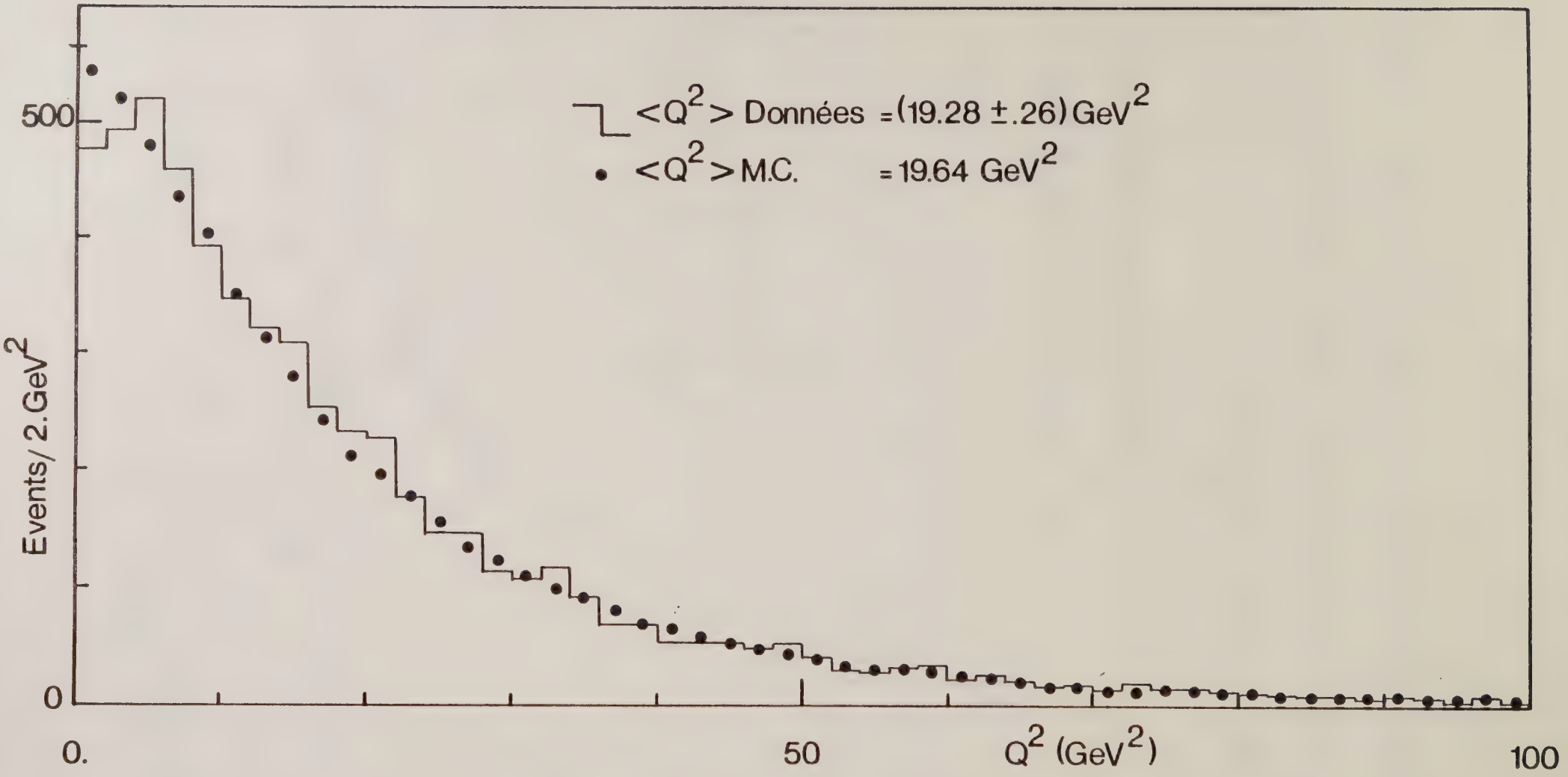


Fig. 7-10. Spectre en Q^2.

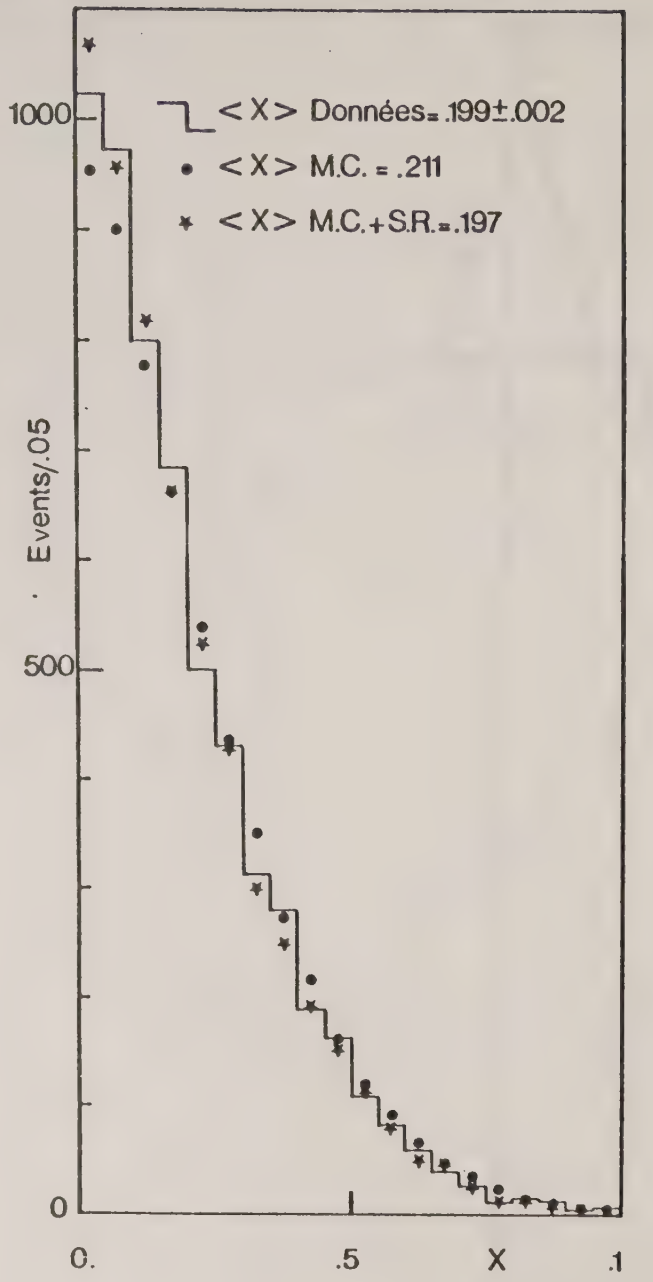


Fig. 7-11. Spectre en x.

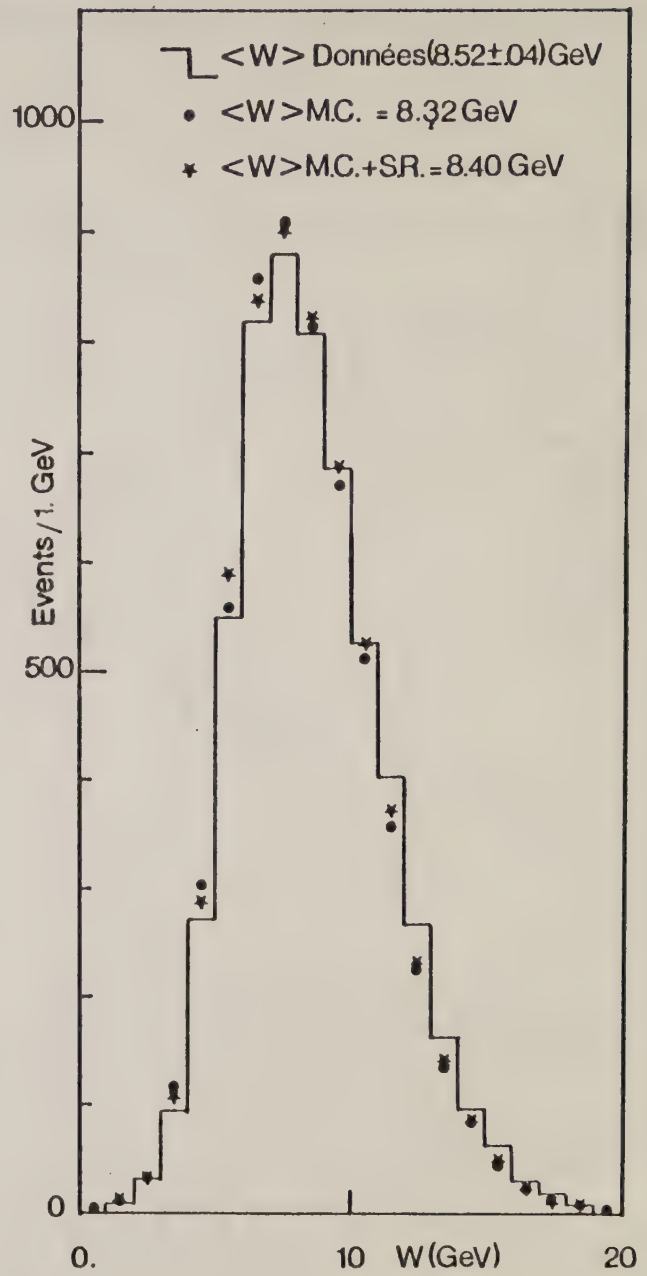


Fig. 7-12. Spectre en W.

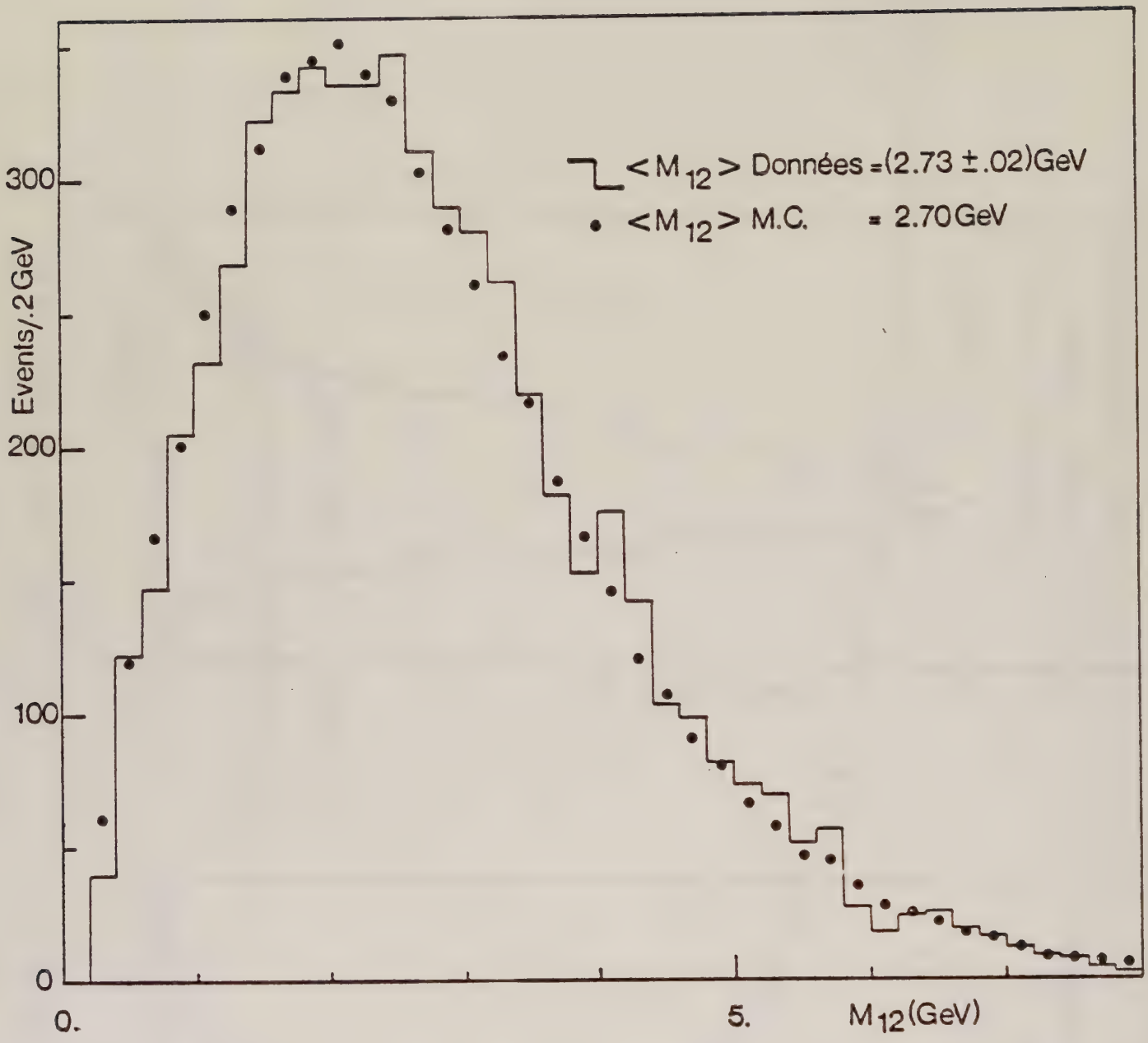


Fig. 7-13. Spectre en M_{12}.

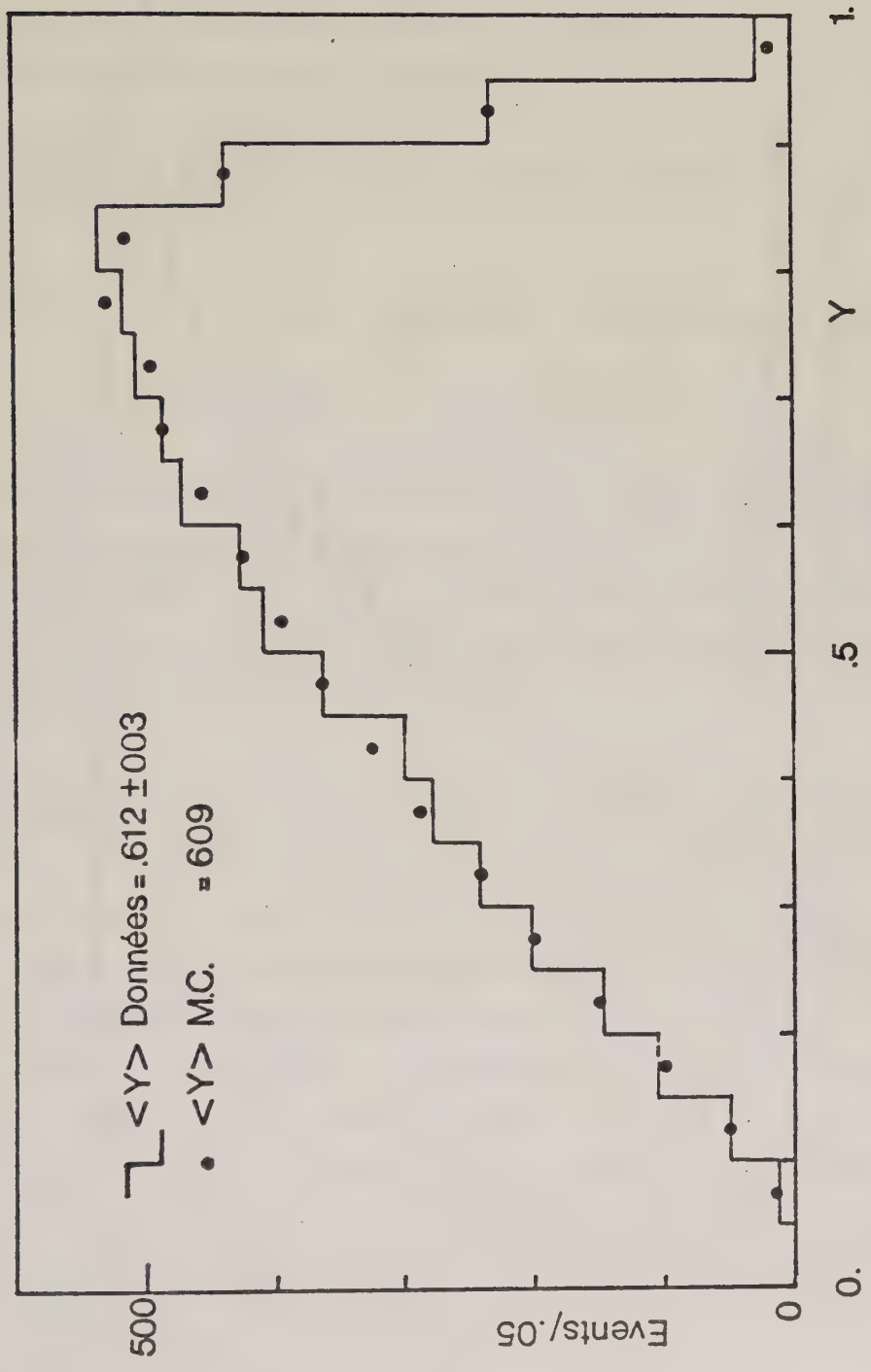


Fig. 7-14. Spectre en y.

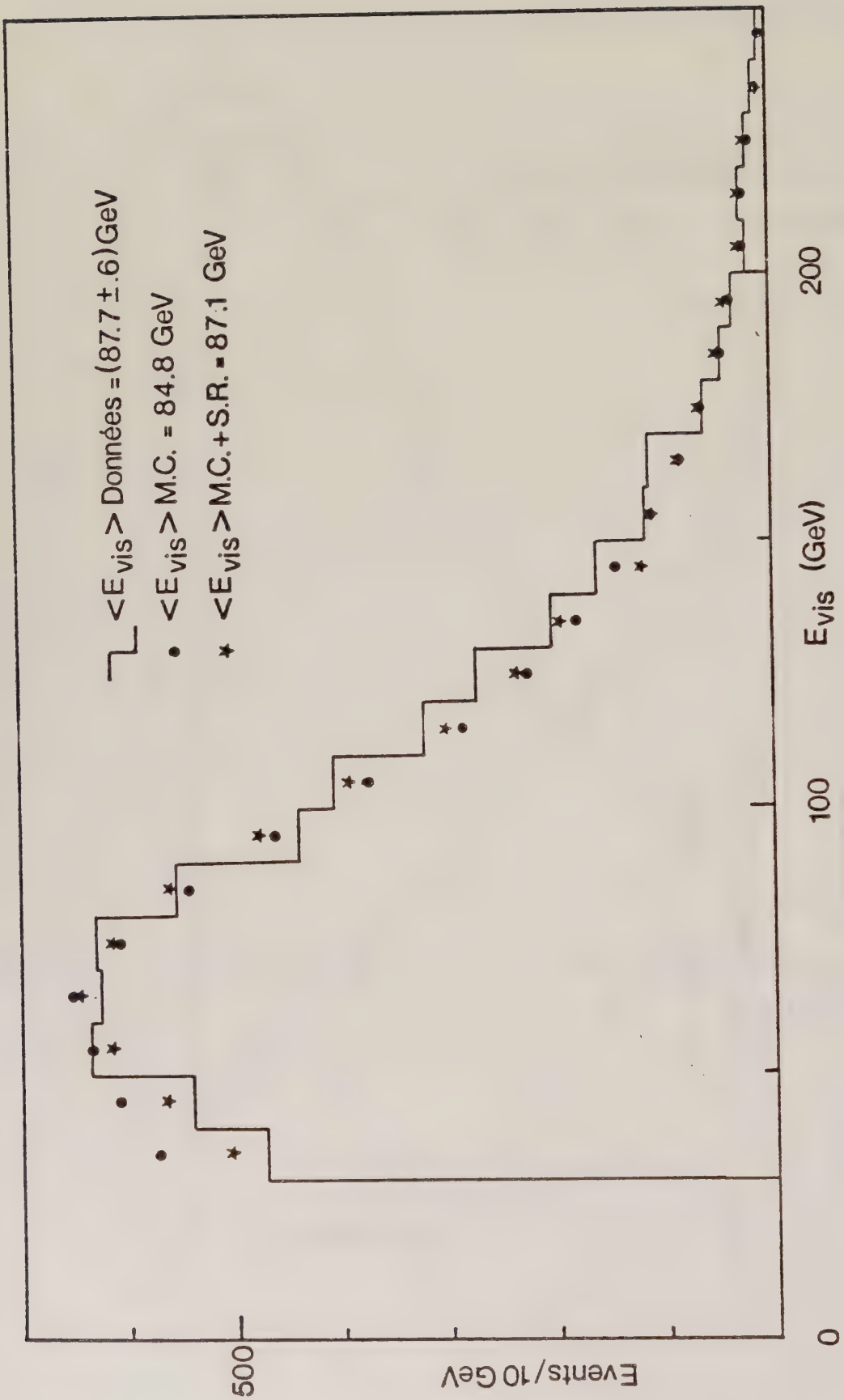


Fig. 7-15. Spectre en E_{vis}.

Ce χ_d^2 ne doit pas être confondu avec le χ^2 utilisé pour calculer D(z) et décrit au §6.1.
Les nombres ainsi obtenus sont rassemblés dans la deuxième. colonne de la table 7-16.A titre de référence,et pour comparaison,la première colonne contient les χ_d^2 calculés pour le Monte-Carlo avec D(z) constante.

Par comparaison on peut ranger les variables en trois catégories:

1. z_1,y_h,P_2,x et y pour lesquelles l'accord a été amélioré

2. P_1 et Q^2 qui ne varient pratiquement pas

3. E_{vis},E_h et W pour lesquelles une fonction de fragmentation uniforme serait préférable.

On retrouve,en partie,la décomposition faite au début de ce paragraphe: P_1 et Q^2 sont insensibles à D(z),par contre x se classe avec les autres variables.

Cette division sommaire masque des différences importantes:ainsi la diminution du χ_d^2 est spectaculaire pour z_1 et y_h - ce qui est normal puisque l'ajustement a été effectué sur la distribution z_1/y_h -,et pour P_2 mais dans ce dernier cas il reste grand.De même pour x:bien qu'ayant diminué le χ_d^2 garde une valeur importante.
Pour tenter d'améliorer l'ajustement sur la distribution en x,nous avons introduit une correction pour le slow-rescaling.Les nouveaux χ_d^2 sont dans la troisième colonne de la table 7-16.Le gain est significatif pour x (croix de la figure 7-11). Cette correction améliore aussi l'accord avec une grandeur qui dépend explicitement de x:W (Fig.7-12),et aussi avec d'autres qui en dépendent par l'intermédiaire de l'acceptance:E_{vis},E_h et P_2 (Fig.7-15,7-8 et 7-7).
Notons qu'après cette correction,il n'y a plus de variables préférant une fonction D(z) constante.

	1	2	3	4	5
D (z)	Constante	"Mesurée"	"Mesurée"	Constante	"Mesurée"
Correction Slow-rescaling	non	non	oui m_q=1.5GeV	non	non
Coupure P_μ	non	non	non	oui P_μ > 10 GeV	oui P_μ > 10 GeV
P_2	9.51	4.01	2.00	1.95	1.57
E_h	1.27	1.53	.96	1.43	.73
z_1	8.14	1.08	1.01	2.86	1.00
y_h	3.23	1.34	1.27	1.58	.80
P_1	1.34	1.35	1.36	.89	.91
Q^2	1.35	1.20	1.41	1.33	1.09
x	3.61	2.80	.95	8.23	7.83
W	1.49	2.74	1.55	1.60	1.62
y	.59	.50	.52	.57	.64
E_{vis}	2.17	3.07	1.34	1.40	1.36

Tab. 7-16. χ_d^2 calculés pour différentes distributions et dans différents cas.

Donc l'introduction d'une correction pour le slow-rescaling, qui,comme nous l'avons vu §7.2.2 ne change pas la qualité de l'ajustement sur la distribution y_h/z_1 et ne modifie que de quantités négligeables les poids w_i,permet d'obtenir un meilleur accord pour l'ensemble des distributions.

En résumé,des événements générés suivant une fonction D(z) conforme à celle de la table 7-2,et tenant compte du slow-rescaling donnent des distributions s'adaptant de façon satisfaisante aux données.D'autre part les variables P_1,Q^2 et y manifestent une stabilité remarquable.

7.4 Coupures en impulsion.

En consultant la troisième colonne de la table 7-16,on remarque que P_2 reste la variable pour laquelle les distributions calculée et mesurée sont les moins bien ajustées.
Nous avons donc essayé d'atténuer cette disparité en faisant des coupures sur les impulsions,d'abord à 8 GeV puis à 10 GeV.

Les variations en fonction des coupures,du χ^2 sur lequel est effectué la minimisation,se lisent dans la table 7-17.

	Avant minimisation ≡ D(z) constante	Après minimisation
$P_\mu > 5$ GeV	350/143 = 2.45	195/143 = 1.36
$P_\mu > 8$ GeV	266/134 = 1.98	171/134 = 1.27
$P_\mu > 10$ GeV	183/119 = 1.54	145/119 = 1.22

Tab. 7-17. Effet sur les χ^2 des coupures sur les impulsions.

On constate,dans chaque ligne,une diminution du χ^2 de la première colonne à la deuxième,ce qui signifie une nouvelle fois qu'une fonction D(z) constante n'est pas satisfaisante:la fonction trouvée au terme de la minimisation a toujours la même allure générale et la même valeur moyenne (Fig.7-18),aux erreurs près.Celles-ci sont d'ailleurs plus grandes car les coupures ont réduit le nombre d'événements disponibles:de 25% pour P>8 GeV et de 44% pour P>10 GeV.

Dans chaque colonne le χ^2 diminue aussi mais pas d'une façon significative.

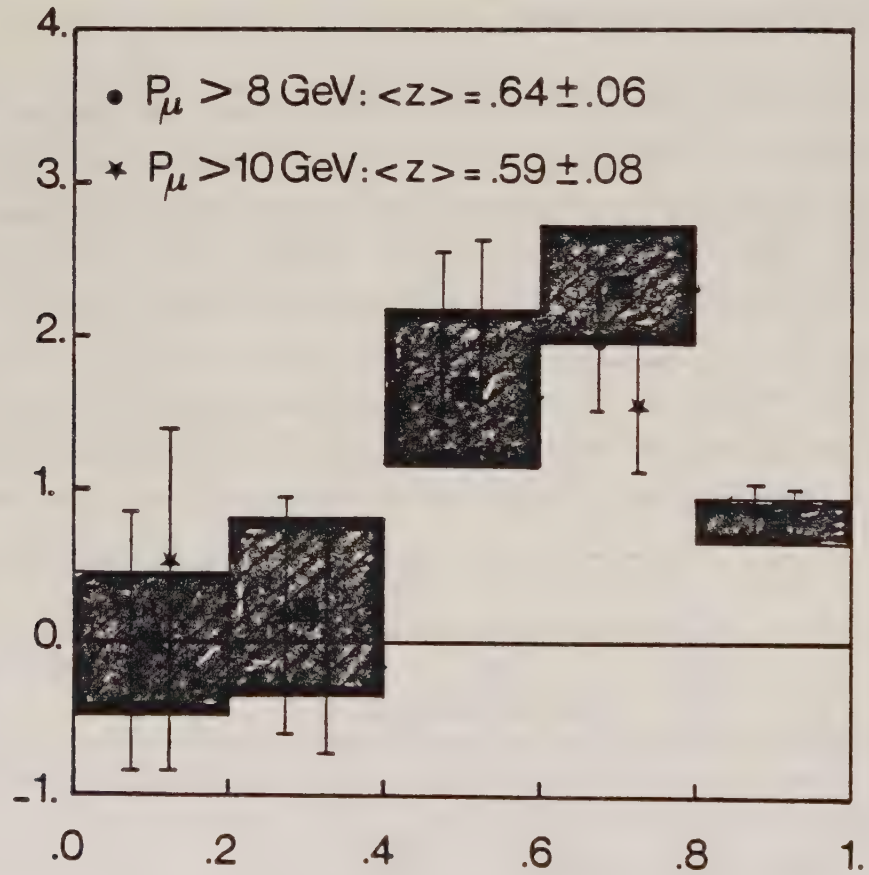


Fig. 7-18. Effet sur D(z) des coupures en impulsion.

Enfin nous avons utilisé les résultats obtenus dans le cas de la coupure à 10 GeV,pour faire les mêmes comparaisons que dans le §7.3 sur les autres variables.Les χ_d^2 calculés à partir

des données et des événements Monte-Carlo avec ou sans pondération,c'est-à-dire avec une fonction de fragmentation constante ou la fonction "mesurée",sont dans les colonnes 4 et 5 de la table 7-16.

En comparant les colonnes 1 et 4 d'une part,2 et 5 d'autre part,on voit que la coupure fait diminuer les χ_d^2 pour l'ensemble des distributions et les fixe à des valeurs acceptables,à une exception:celle de x.Mais on sait que l'on peut améliorer ce résultat par l'introduction de la correction du slow-rescaling.

En conclusion les coupures sur les impulsions permettent d'améliorer l'accord avec les données,sans changer fondamentalement les propriétés de D(z),mais d'autre part les résultats sont moins précis du fait de la perte de statistique.

Chapitre VIII

LE COUPLAGE DU QUARK CHARME.

8.1 Remarques préliminaires.

Rappelons la relation obtenue au §2.4 pour la section efficace différentielle de production du charme:

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0 d\xi dy} = \alpha_d^2 \{[u(\xi)+d(\xi)] + 2(1-y)^2\bar{c}(\xi)\} \sin^2\theta_c + \beta_d^2 \{2\bar{c}(\xi) + (1-y)^2[u(\xi)+d(\xi)]\}\sin^2\theta_c + \alpha_s^2 \{2s(\xi) + 2(1-y)^2\bar{c}(\xi)\}\cos^2\theta_c + \beta_s^2 \{2\bar{c}(\xi) + 2(1-y)^2 s(\xi)\}\cos^2\theta_c$$

Si on néglige la mer charmée, alors pour un interaction purement "V-A" (c'est-à-dire $\alpha=1$ et $\beta=0$) la section efficace est indépendante de y. Par contre pour un couplage mixte, l'existence d'une composante "V+A" (c'est-à-dire $\alpha\neq1$ et $\beta\neq0$) induit l'existence d'une composante proportionnelle à $(1-y)^2$ dans cette section efficace.
C'est donc l'étude de la ditribution en y qui permet l'étude du couplage.

Rappelons que:

$$y = \frac{E_{ht}}{E_{vis}} = \frac{E_h+P_2}{E_h+P_2+P_1}$$

D'après la figure 8-1,où sont rassemblés les spectres en y pour les données (corrigées pour le bruit de fond),pour les événements Monte-Carlo générés avec une distribution uniforme en y et pour les événements générés avec une distribution en $(1-y)^2$,on s'aperçoit que:

- la composante "V+A" est très faible puisque le spectre correspondant au modèle purement "V-A" s'ajuste très bien aux données.D'ailleurs un calcul "naïf" utilisant les valeurs moyennes:

  Données corrigées $\longrightarrow \langle y \rangle_{mes} = .6123 \pm .0031$

  M.C. "V-A" $\longrightarrow \langle y \rangle_{-} = .6148 \pm .0006$

  M.C. "V+A" $\longrightarrow \langle y \rangle_{+} = .4267 \pm .0006$

  donne:

  $\alpha = (1.3 \pm 1.7)$ %

  α désignant la proportion d'événements des données que l'on peut attribuer à une interaction de type "V+A".

- la composante "V+A",si elle existe,a son maximum dans une région où l'acceptance est faible.
  Ceci va rendre l'extraction de la composant "V+A" difficile et on aura nécessairement de grandes erreurs.

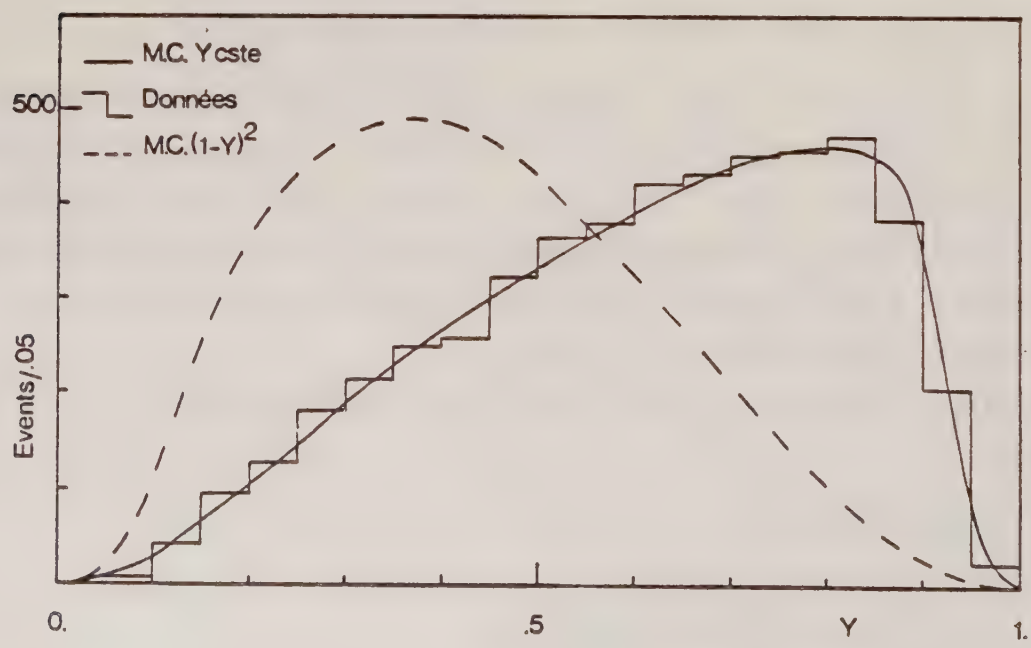


Fig. 8-1. Comparaison des spectres des données avec les deux Monte-Carlo.

8.2 Définition.

Le paramètre α, introduit ci-dessus, est celui que nous utiliserons dans la suite, aussi allons-nous préciser sa signification.

Soit n le nombre d'événements de l'échantillon expérimental, et, en supposant qu'on soit capable de les distinguer, n_+ et n_- les événements de type "V+A" et "V-A".

Alors par définition:

$$\alpha = \frac{n_+}{n_+ + n_-} = \frac{n_+}{n}$$

Pour un intervalle dy on peut aussi décomposer le nombre d'événements en une somme de deux termes:

$$\frac{dn}{dy} = \frac{dn_+}{dy} + \frac{dn_-}{dy}$$

le premier, nombre d'événements de type "V+A" contenus dans l'intervalle considéré, peut encore s'écrire:

$$\frac{dn_+}{dy} = 3n_+(1-y)^2 = 3\alpha n(1-y)^2$$

(le facteur 3 provenant de la normalisation: $\int(1-y)^2dy = 1/3$)

et le second, nombre d'événements de type "V-A", peut s'écrire:

$$\frac{dn_-}{dy} = n_- = (1-\alpha)n$$

D'où:

$$\frac{1}{n}\frac{dn}{dy} = 3\alpha(1-y)^2 + (1-\alpha)$$

Cette distribution est représentée sur la figure 8-2, et α s'interprète aussi comme le rapport de l'aire hachurée à l'aire totale.

Une autre approche consiste à écrire directement la section efficace différentielle sous forme de combinaison linéaire des termes constant et proportionnel à $(1-y)^2$:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \alpha'(1-y)^2 + (1-\alpha')$$

et α' s'interprète alors comme le rapport de la hauteur de la distribution en $(1-y)^2$ à la hauteur totale en y=0 (cf Fig.8-3)
α et α' sont liés par la relation:

$$\alpha' = \frac{3\alpha}{1+2\alpha}$$

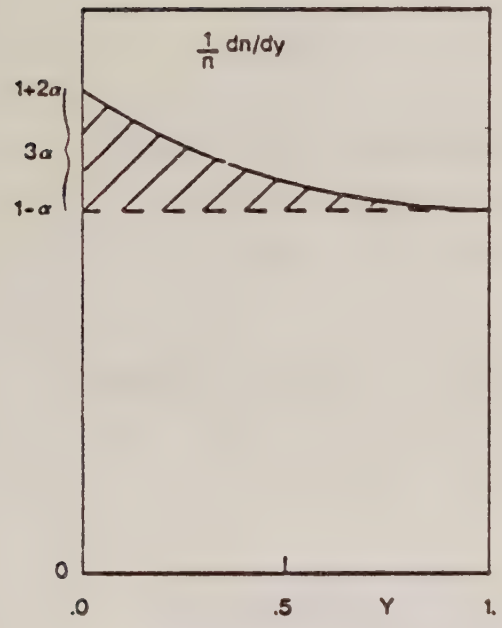


Fig. 8-2. Définition de α

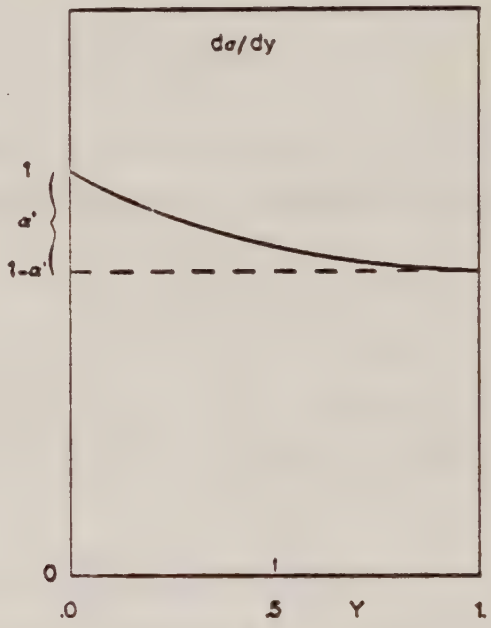


Fig. 8-3. Définition de α'

8.3 Etude de l'acceptance.

Pour essayer de s'affranchir des problèmes dus à l'acceptance,nous avons étudié celle-ci en fonction de plusieurs variables.Les figures 8-4 à 8-7 représentent l'acceptance dans des intervalles de E_{vis},E_h,E_{ht} (E_h+P_ℓ) et Q^2.

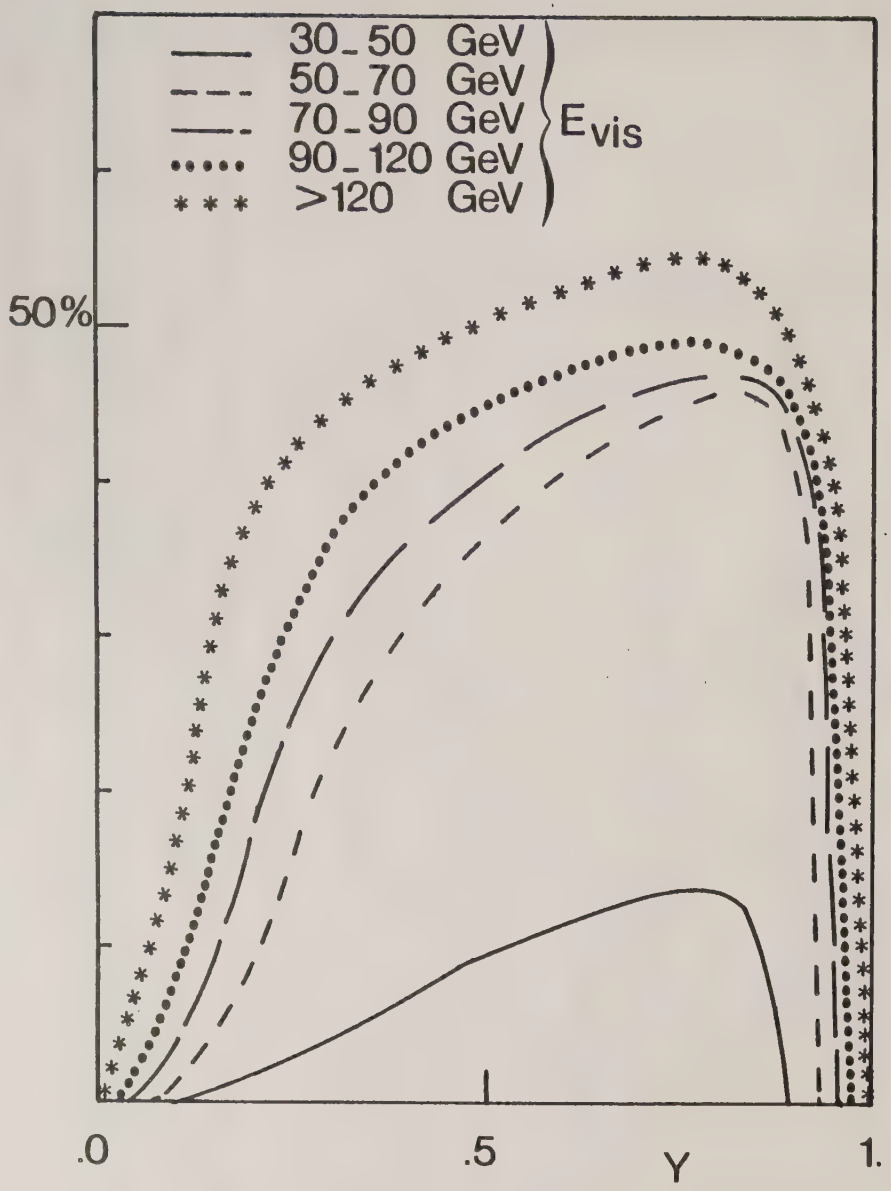


Fig. 8-4. Acceptance en y par intervalles de E_{vis}.

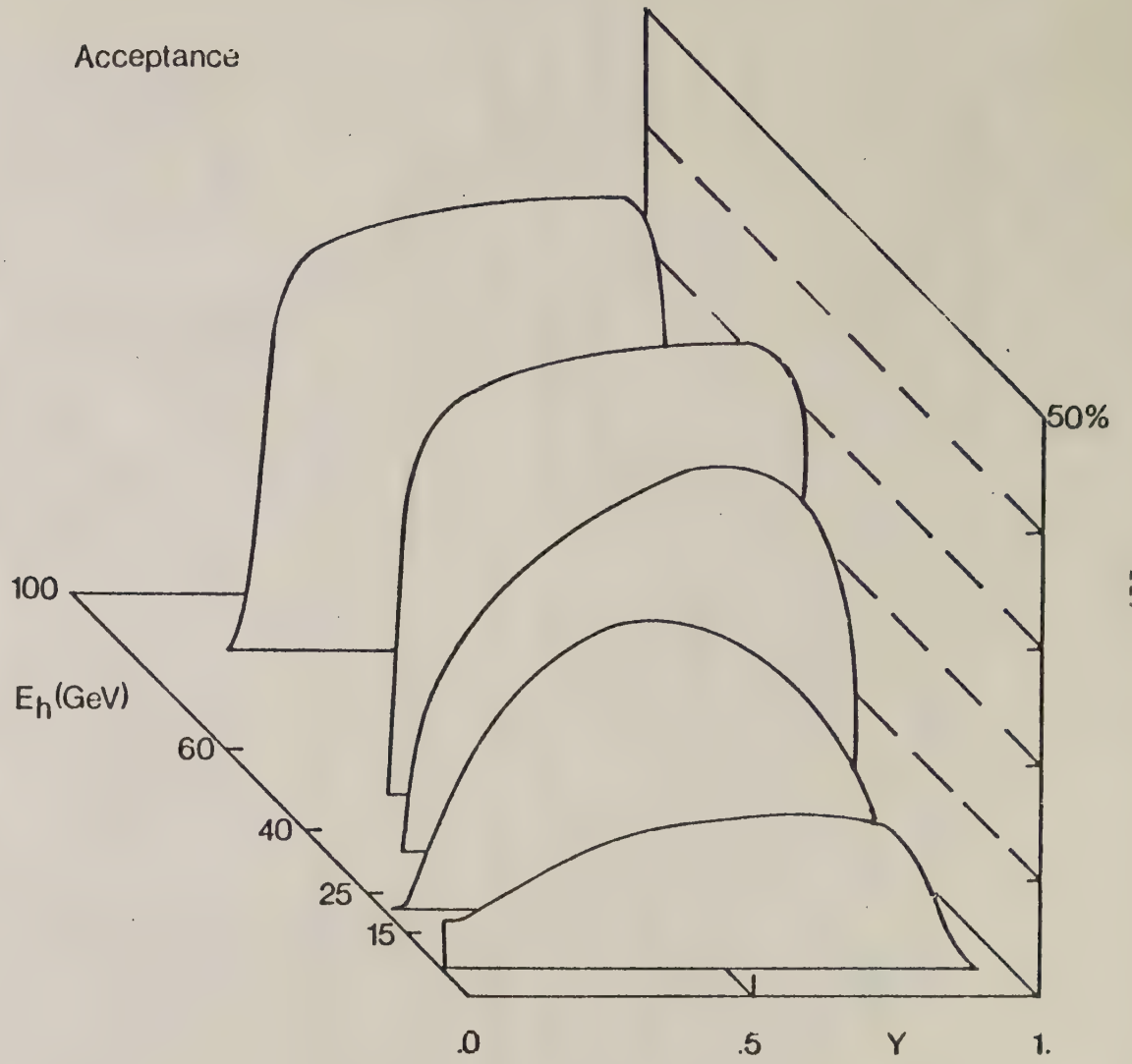


Fig. 8-5. Acceptance en y par intervalles de E_h.

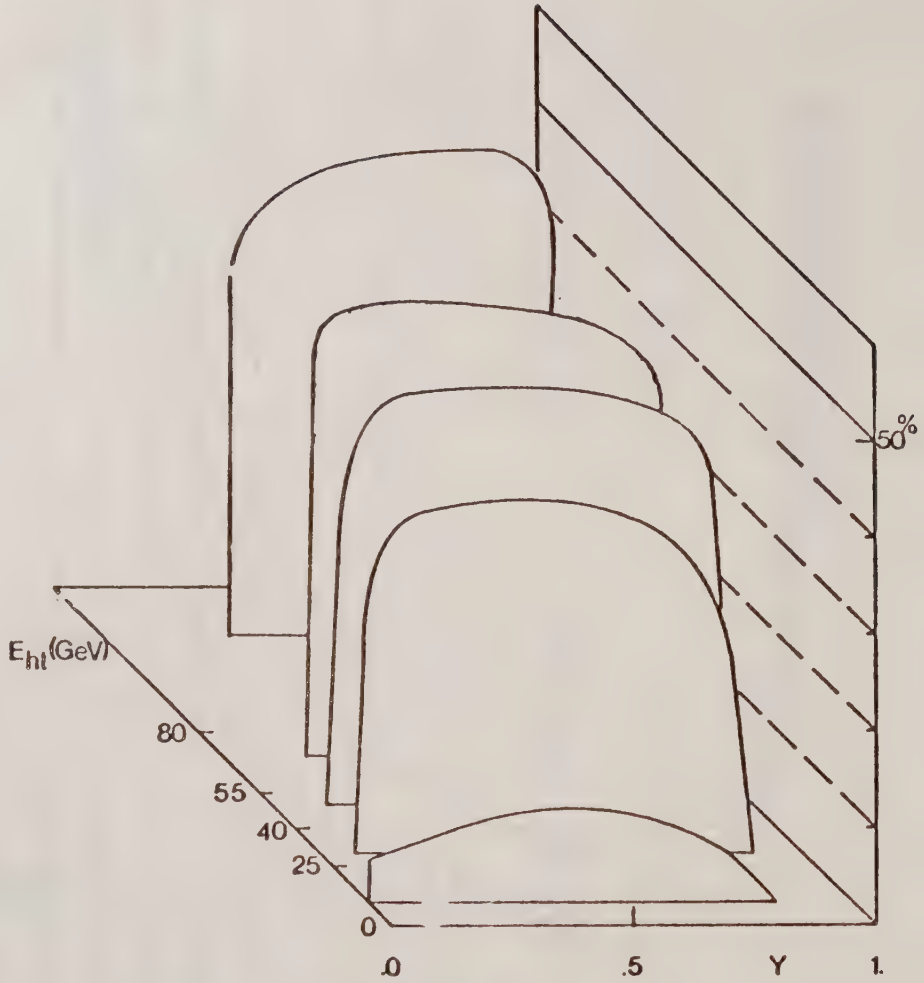


Fig. 8-6. Acceptance en y par intervalles de E_{ht}.

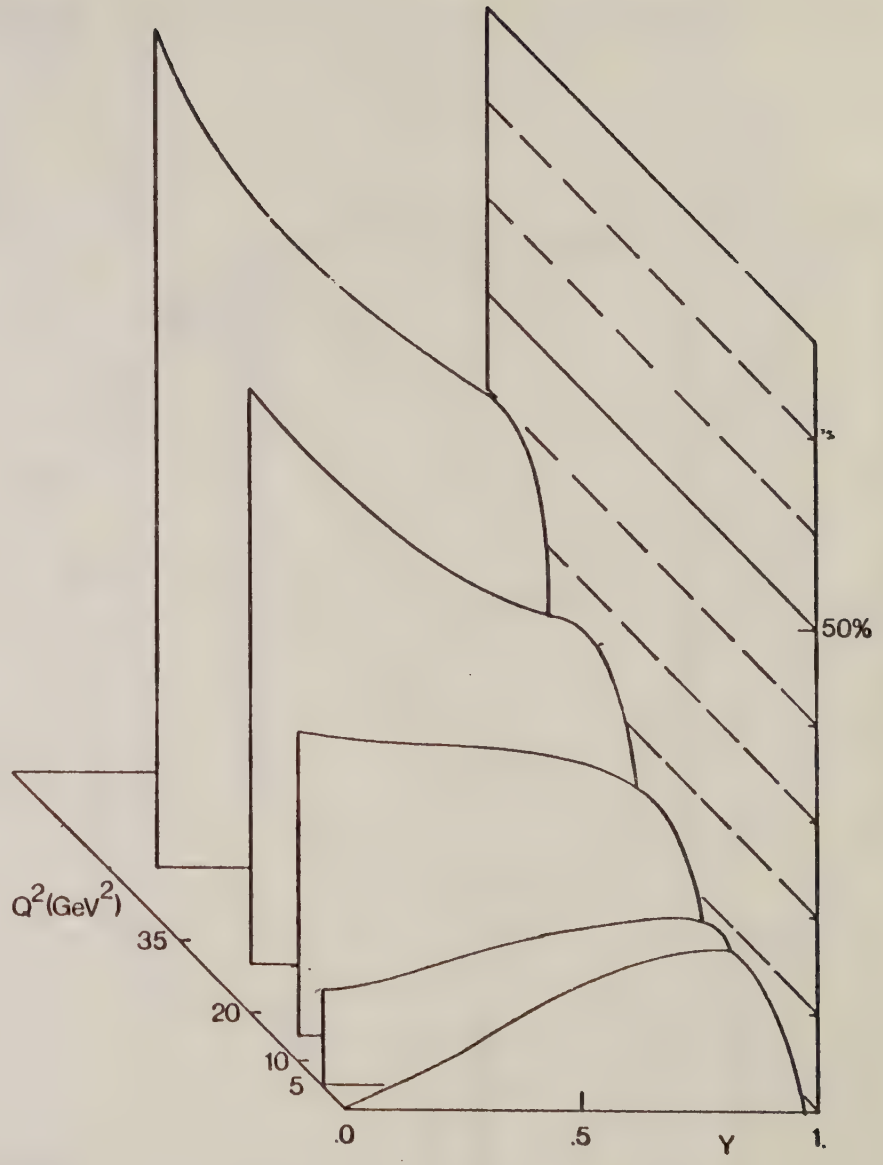


Fig. 8-7. Acceptance en y par intervalles de Q^2.

A priori les résultats les plus intéressants sont obtenus avec E_{ht} puisqu'à partir de 25 GeV (84% des données sont au-delà de cette limite),l'acceptance est à peu près uniforme dans le domaine ouvert cinématiquement.En réalité l'acceptance n'est pas nulle à petit y,mais simplement comme cette région n'est accessible que pour les grandes valeurs de P_1 (cf Fig.8-8 où sont tracées les courbes P_1=cste dans le plan y/E_{ht}) et comme il n'y a que très peu de tels événements (par exemple l'échantillon expérimental ne comporte que 1 événement avec P_1>300GeV) l'acceptance n'a pas été calculée dans ce domaine.

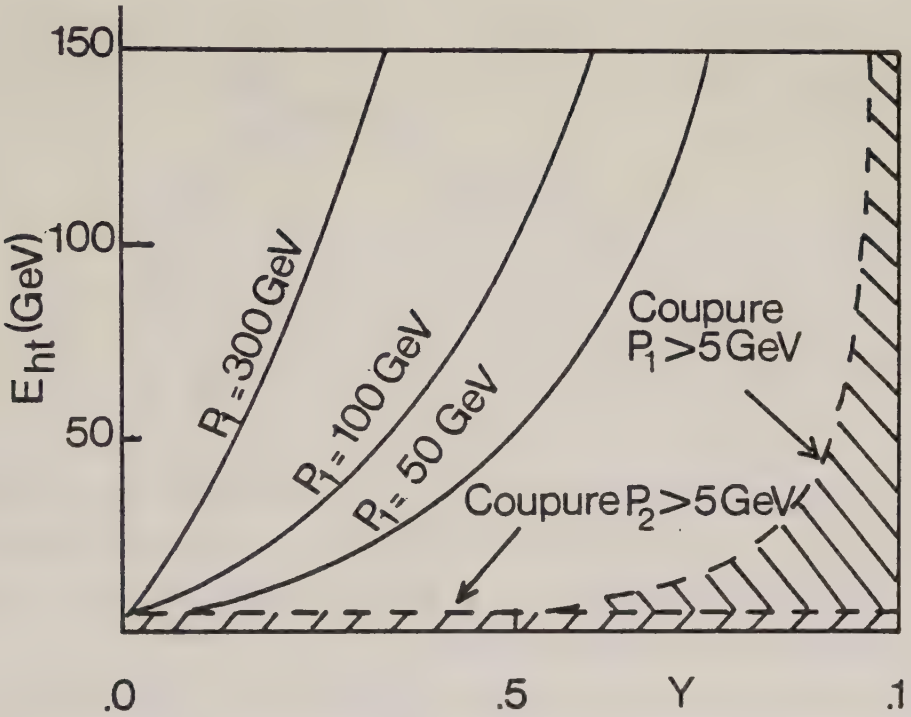


Fig. 8-8. Région cinématiquement ouverte dans le plan E_{ht}/y.

Toutes ces remarques s'appliquent aussi à E_h à partir de 40 GeV cette fois (et il ne reste alors que 35% des données).
C'est aussi pour les grandes valeurs de E_{vis} que l'acceptance a une forme satisfaisante.

L'intérêt présenté par le découpage en Q^2 est que pour les grandes valeurs de Q^2 l'acceptance est plus grande à petit y qu'à grand y,ce qui revient à dire que l'acceptance est meilleure pour des événements distribués selon $(1-y)^2$ que pour ceux générés suivant une distribution uniforme.

Pour faire un choix définitif parmi ces quatre variables,nous avons aussi étudié la variation de la valeur moyenne de y dans les mêmes intervalles pour chacune d'entre elles.
On constate une variation assez lente de <y> en fonction de E_{vis} (Fig.8-9), mais nettement plus rapide en fonction de E_h,E_{ht} et Q^2.Ceci est gênant car une petite incertitude sur les mesures entraine donc une grande variation de <y> et par suite de α.

Nous choisirons donc de calculer α dans des intervalles de E_{vis},les résultats les plus crédibles étant obtenus pour les grandes valeurs de E_{vis}.

8.4 Résultats

Nous avons fait remarquer au chapitre précédent (§7.3) que la distribution en y est peu sensible à la fonction de fragmentation.A priori on s'attend donc à ce que les valeurs de α soient elles aussi peu sensibles à D(z).
Pour le vérifier,nous avons fait un premier ajustement en utilisant les événements Monte-Carlo générés avec une fonction de fragmentation constante. Puis,dans un deuxième temps,nous avons tenu compte des résultats du chapitre précédent,et avons pondéré les événements Monte-Carlo pour qu'ils correspondent à des événements générés avec une fonction de fragmentation conforme à la fonction D(z) "mesurée".

8.4.1 D(z) constante.

Sur l'ensemble des données on obtient pour α. la valeur: .010±.016, et le χ^2 de l'ajustement est très petit: .64 (cf Tab.8-10)

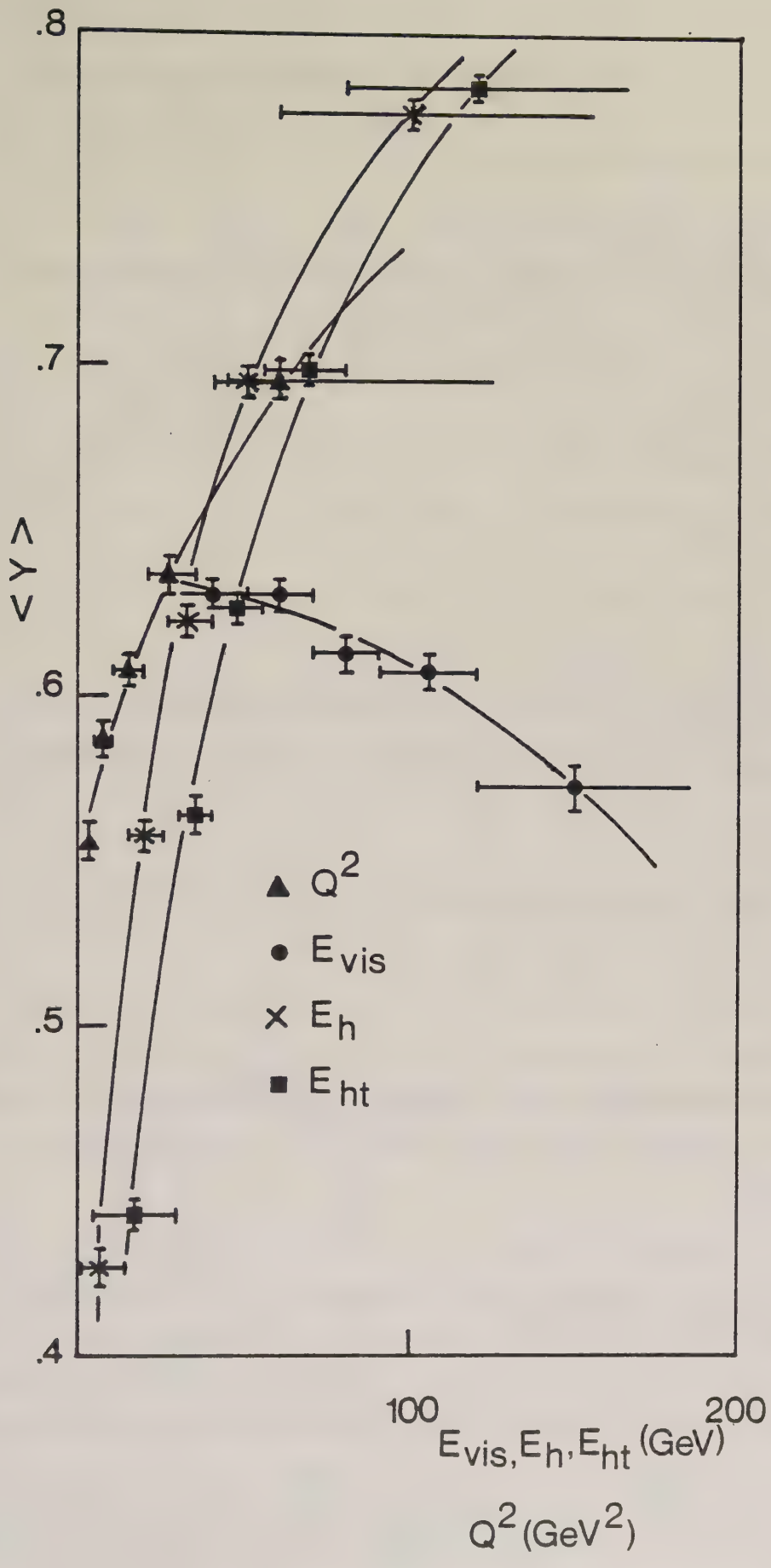


Fig. 8-9. Variation de <y>.

	α	χ^2/n.d.l.
$E_{vis} > 30$ GeV	.010 ± .016	.64
$30 < E_{vis} < 50$ GeV	-.019 ± .044	1.54
$50 < E_{vis} < 70$ GeV	-.044 ± .034	1.33
$70 < E_{vis} < 90$ GeV	.034 ± .035	1.23
$90 < E_{vis} < 120$ GeV	-.010 ± .034	1.25
$E_{vis} > 120$ GeV	.059 ± .035	1.13

Tab. 8-10. Valeurs de α pour une fontion D(z)=cste.

Comme il était prévu on trouve une valeur très faible,et même compatible avec 0.Ce résultat est aussi très proche de celui obtenu par le calcul "naïf" du §8.1.

Pour les événements ayant une énergie visible supérieure à 120 GeV,α est plus important:près de 6%.La figure 8-11 permet de comparer aux données les spectres des événements générés suivant les modèles "V-A" et "V+A",ainsi que le résultat de l'ajustement.

La figure 8-12 présente les résultats pour l'ensemble des intervalles en E_{vis}.Les barres d'erreurs,statistiques seulement,correspondent à un écart standard,et par conséquent on voit que toutes les valeurs trouvées sont compatibles avec 0 à moins de 2σ.

Les distributions pour chaque intervalle (données et ajustement),ainsi que pour l'ensemble sont représentées sur la figure 8-13.

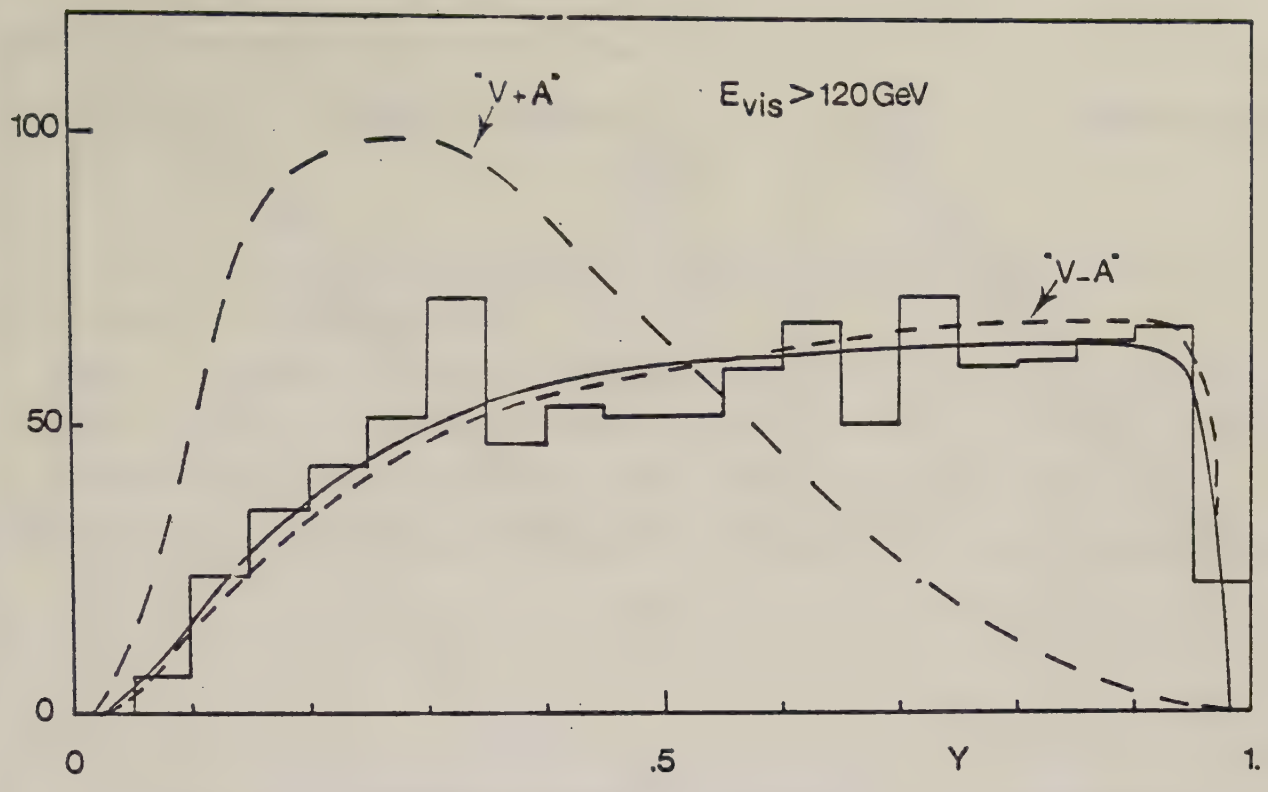


Fig. 8-11. Spectres des données, des deux Monte-Carlo et de l'ajustement pour E_{vis}>120 GeV.

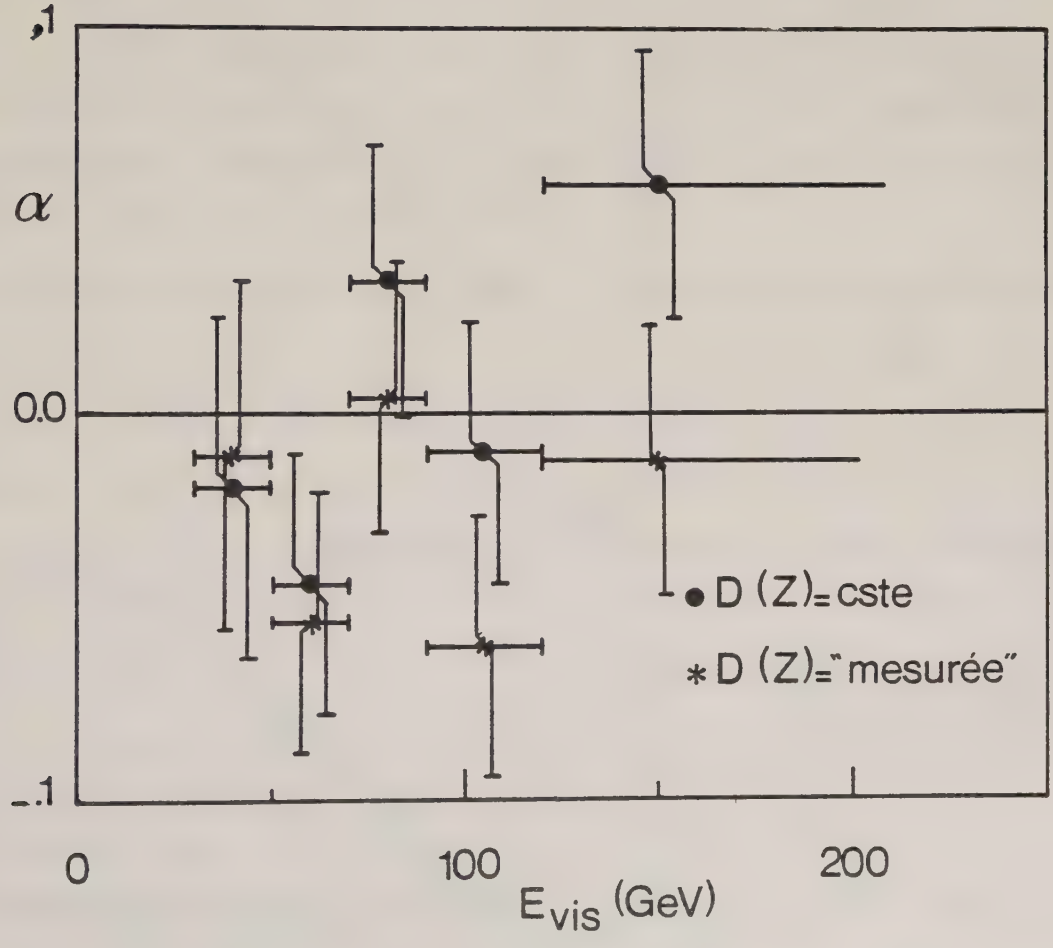


Fig. 8-12. α pour deux fonctions de fragmentation.

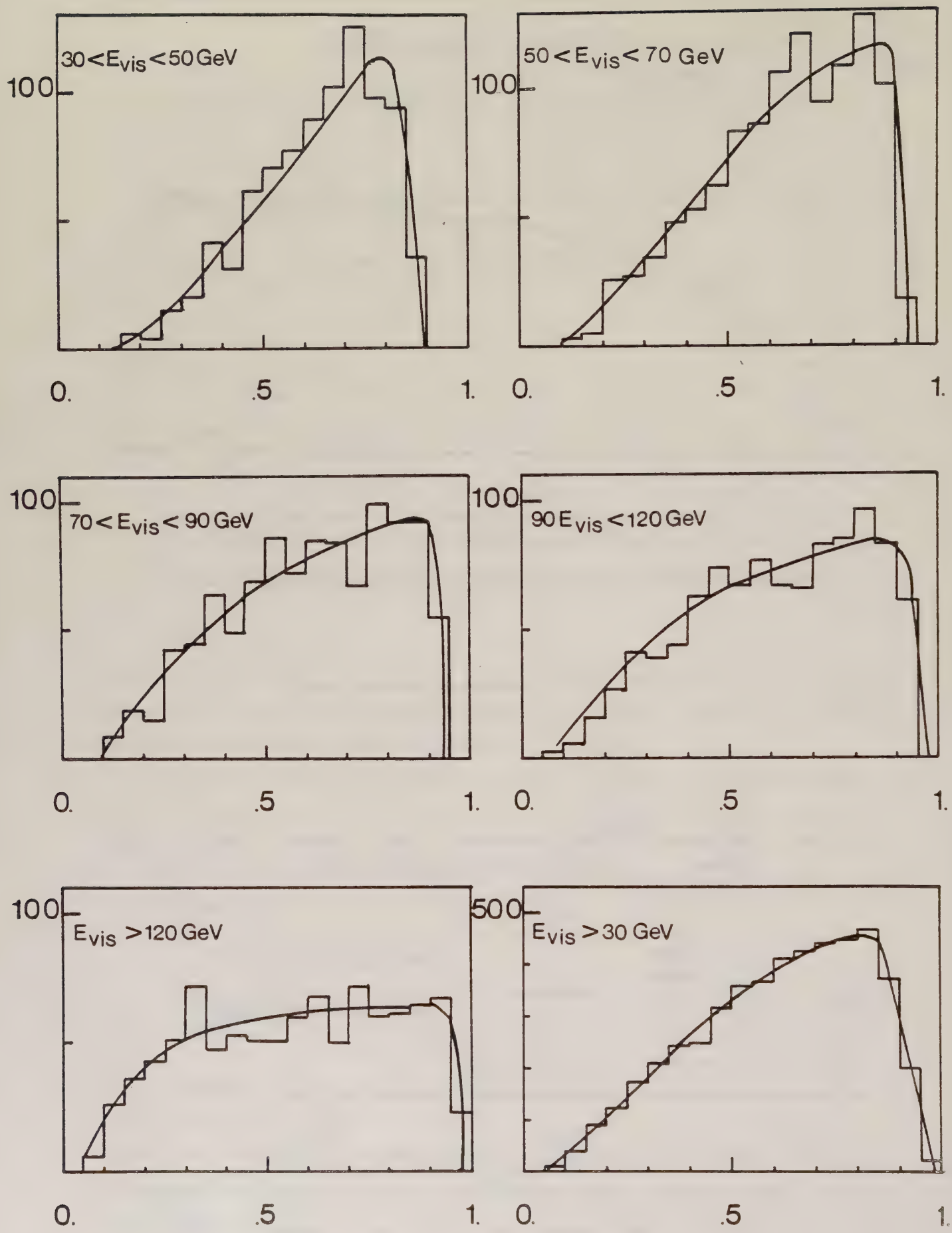


Fig. 8-13. Résultat de l'ajustement dans les différents intervalles.

8.4.2 D(z) mesurée.

Les nouvelles valeurs de α obtenues sont représentées par les ✱ sur la figure 8-12.
Dans l'ensemble ces nouvelles valeurs sont plus faibles,et bien que les différences,qui croissent avec l'énergie, ne soient pas statistiquement significatives elles sont tout de même suffisamment importantes pour nécessiter une étude systématique.
De même nous devons prendre comme résultats significatifs,les valeurs ainsi trouvées (première colonne de la table 8-14).

8.5 Erreurs systématiques.

Comme nous venons de le voir les valeurs de α sont finalement assez sensibles à la fonction de fragmentation,et nous sommes amenés à tenir compte d'un terme supplémentaire dans les erreurs systématiques.

8.5.1 Fonction de fragmentation.

Pour calculer ce terme, nous avons utilisé les poids et les erreurs calculés au chapitre précédent et cités dans la table 7-2.

Les résultats sont dans la deuxième colonne de la table 8-14.On constate que cette erreur systématique est importante,qu'elle augmente avec l'énergie et devient même prépondérante dans le dernier intervalle en E_{vis}.Elle est aussi dominante pour l'ensemble des données.

8.5.2 Bruit de fond.

Comme pour l'étude sur D(z),nous avons fait varier le bruit de fond de ±2%.Les résultats(troisième colonne de 8-14) montrent que cette erreur est complètement négligeable.

8.5.3 Slow-rescaling.

Lorsqu'on introduit la correction pour le slow-rescaling,la valeur moyenne de y,pour les événements générés suivant le modèle "V-A" passe de .615 à .621.C'est-à-dire que le slow-rescaling a pour effet de déplacer légèrement la distribution en y vers les grandes valeurs de y.
C'est effectivement ce que nous avons constaté,et les écarts sont donnés dans la quatrième colonne de la table 8-14.

8.5.4 Rapport K/K^*.

Si on utilise le rapport DASP,la différence la plus importante est enregistrée dans le dernier intervalle en E_{vis}.(cinquième colonne de 8-14).

8.5.5 Conclusions.

Le terme le plus important est celui dû à la fonction de fragmentation. Cette constatation montre que le problème de la mesure de l'importance de la composante "V+A" et celui de la détermination de D(z) sont intimement liés.

Dans les deux dernières colonnes de la table 8-14 se trouvent respectivement les erreurs systématiques totales et les résultats définitifs sur α avec les erreurs globales.

	$\alpha \pm \sigma_{stat.}$	D (z)	$\pm$ 2% π/K	Slow-rescaling mc =1.5GeV	K/K* DASP	Total $\sigma_{syst.}$	$\alpha \pm \sigma_{tot}$
$E_{vis} > 30$ GeV	$-.016 \pm .015$	.028	.0005	.0065	.006	.029	$-.016 \pm .033$
$30 < E_{vis} < 50$ GeV	$-.011 \pm .045$	.024	.0015	.020	.015	.035	$-.011 \pm .057$
$50 < E_{vis} < 70$ GeV	$-.054 \pm .034$	.024	.0025	.022	.015	.036	$-.054 \pm .050$
$70 < E_{vis} < 90$ GeV	$.004 \pm .035$	.037	.0005	.019	.037	.043	$.004 \pm .055$
$90 < E_{vis} < 120$ GeV	$-.060 \pm .034$	.030	.0005	.020	.010	.038	$-.060 \pm .051$
$E_{vis} > 120$ GeV	$-.012 \pm .035$	.060	.001	.018	.030	.069	$-.012 \pm .077$

Tab. 8-14. Erreurs systématiques.

8.6 Conclusion.

Les valeurs obtenues pour α sont très faibles et en tout cas compatibles avec 0.Les résultats ne permettent pas de conclure sur l'existence ou non d'une composante "V+A",ils peuvent seulement servir à calculer une limite supérieure à cette composante.

Pour un niveau de confiance de 95%,on trouve une limite de 5% sur l'ensemble des données et de 14% pour les événements avec $E_{vis}>120$ GeV.

L'ensemble des limites pour α et α' sont dans la table 8-15.

	α_{max}	α'_{max}
$E_{vis} > 30$ GeV	5 %	13 %
$30 < E_{vis} < 50$ GeV	10 %	25 %
$50 < E_{vis} < 70$ GeV	5 %	13 %
$70 < E_{vis} < 90$ GeV	11 %	28 %
$90 < E_{vis} < 120$ GeV	4 %	12 %
$E_{vis} > 120$ GeV	14 %	33 %

Tab. 8-15. Limites sur α et α'.

Une limite sur le couplage "V+A", mais pour tous les types de quarks, a aussi été calculée en utilisant les courants chargés. [8.1]

Avec les hypothèses et notations suivantes:

- mer charmée négligeable
- $\alpha_d = \alpha_s \equiv C_l$
- $\beta_d = \beta_s \equiv C_r$

alors α' et le paramètre ρ utilisé dans [8.1] sont liés par:

$$\alpha' = \rho^2/(1+\rho^2)$$

De $\rho^2 < .01$ on déduit donc $\alpha' < .009$ (95% de confiance).

CONCLUSIONS.

L'analyse des dimuons produits par l'interaction de neutrinos dans une cible de fer,nous a permis d'étudier certaines propriétés du quark charmé: sa fonction de fragmentation et son couplage aux autres quarks.

Nous avons établi que la fonction de fragmentation du quark c a une grande valeur moyenne:$.650 \pm .035_{stat} \pm .053_{syst}$.
L'erreur systématique est dominé par l'incertitude sur le rapport K/K^*.
A cause de la forme de l'acceptance (conséquence de la coupure sur P_2) nous n'avons pu établir la forme exacte de D(z),mais seulement qu'elle se comporte différemment des autres fonctions connues pour les quarks u,d et s quand z tend vers 0.

Dans l'état actuel des choses cette étude peut être approfondie dans deux directions.Tout d'abord l'étude des événements dimuons produits en anti-neutrinos doit confirmer les résultats de ce travail,puisque par conjugaison de charge et invariance d'isospin,on doit avoir:

$$D_{\bar{c}}^{D^-} = D_c^{D^+} = D_c^{D^0} = D_{\bar{c}}^{\overline{D^0}} \equiv D_c$$

Mais du fait de la contamination neutrino dans le faisceau anti-neutrino,cette étude ne peut être menée à bien qu'en utilisant des variables symétriques dans les impulsions des deux muons:par exemple y_h,ce qui a pour conséquence de diminuer la sensibilité de la méthode de détermination de D(z) et d'augmenter considérablement les erreurs.

D'autre part des calculs basés sur QCD prédisent une variation de D(z) avec Q^2 [9.1].Bien que cela dépasse le domaine de cette thèse, signalons tout de même que,si cette dépendance existe,elle doit pouvoir être mise en évidence,en particulier par l'étude des moments qui,comme nous l'avons montré,sont bien reproduits par notre méthode de détermination de D(z).

En ce qui concerne le couplage du quark c et l'existence d'une composante "V+A",nous avons vu que les résultats ne sont pas assez précis pour permettre de fixer une valeur pour α.Seule une limite supérieure peut être établie: 14% pour E_{vis}>120 GeV et 5% sur l'ensemble des données (à 95% de niveau de confiance).

Comme l'a montré l'étude des erreurs systématiques,pour améliorer la précision des résultats nous avons besoin d'une meilleure connaissance de D(z),et,dans une moindre mesure du rapport K/K^*.

Ici aussi l'étude pourrait être complètée par celle des événements en anti-neutrinos,mais une nouvelle fois on se heurte au problème de la contamination par les neutrinos.

Pour ces deux sujets,nous avons vu que l'un des principaux obstacles est introduit par la forme de l'acceptance:la coupure sur P_2 réduit celle-ci de façon gênante.

Un nouvel appareillage,mis en place depuis 1981 par C.D.H.S.,doit permettre,en particulier,d'abaisser les coupures sur les impulsions et donc amener un progrès dans la détermination de D(z) et dans la mesure de α.

APPENDICE 1.

On rappelle ou établit ici un certain nombre de relations entre les variables cinématiques de l'interaction,et comment passer d'un triplet de variables indépendantes à un autre.

E est l'énergie du neutrino incident.
E_l est celle du muon du vertex leptonique.

$$(s, E_l, \cos\theta) \longrightarrow (s, Q^2, \nu)$$

$$E = s/2m_p$$

$$Q^2 = (sE_l/m_p)(1-\cos\theta)$$

$$\nu = (s/2m_p)-E_l$$

$$E_l = (s/2m_p)-\nu$$

D'où:

$(s, Q^2, \nu) \longrightarrow (E, x, y)$

$s = 2m_p E$

$\nu = yE$

$Q^2 = 2m_p xyE$

$E_l = (1-y)E$

$\cos\theta = 1 - m_p xy/(1-y)E$

$W^2 = m_p^2 + 2m_p(1-x)yE$

D'où:

$$dsdQ^2d\nu = 4m_p^2E^2ydEdxdy$$

et

$$dQ^2d\nu = 2m_pE^2ydxdy$$

D'après les relations précédentes, pour une énergie incidente donnée, en tout point du plan xy les autres quantités cinématiques sont déterminées.
Les courbes ν=cste sont des droites parallèles à l'axe des x.
Les courbes Q^2=cste, W^2=cste, cosθ=cste sont des hyperboles.

Sur les fig.A1, sont représentées quelques unes de ces courbes pour deux valeurs différentes de l'énergie, afin de montrer les domaines cinématiquement accessibles par les variables correspondantes.

APPENDICE 2.

Soit à calculer:

$$T = (1/2)\Sigma | (G/\sqrt{2})\overline{l}'\gamma^a(1-\gamma_5)l\,\overline{p}'\gamma_a(1-C_a\gamma_5)p \,|^2$$

$$64T\mu\mu'mm' = G^2\,Tr\{\gamma^a(1-\gamma_5)(\gamma k+\mu)\gamma^b(1-\gamma_5)(\gamma k'+\mu')\{$$
$$\times Tr\{\gamma_a(1-C_a\gamma_5)(\gamma p+m)\gamma_b(1-C_d\gamma_5)(\gamma p'+m')\{$$

$$= G^2 \times T_1 \times T_2$$

Comme T_1 et T_2 sont formellement identiques, calculons seulement T_2.

$$T_2 = 4(1-C_a{}^2)mm'g_{ab} + 4(1+C_a{}^2)[p_ap'_b+p_bp'_a - g_{ab}(pp')]$$
$$- 8iC_a\varepsilon_{abcd}p^cp'^d$$

D'où:

$$T_1 = 8(k^ak'^b+k^bk'^a-g^{ab}kk') - 8i\varepsilon^{abij}k_ik'_j$$

et:

$$T = (G^2/mm'\mu\mu')$$
$$\times\{(1+C_a)^2(kp)(k'p')+(1-C_a)^2(kp')(k'p)-mm'(1-C_a{}^2)(kk')\{$$

APPENDICE 3.

Il est intéressant d'étudier de près la cinématique de la désintégration à deux corps des K et des π.
Soit donc une particule de masse m se désintégrant en un neutrino et un muon de masse μ

Dans le laboratoire :

$$(E_m, p_m, 0) \longrightarrow (E, E\cos\theta, E\sin\theta) + (E_1, p_m - E\cos\theta, -E\sin\theta)$$

Dans le repère lié à la particule m :

$$(m, 0, 0) \longrightarrow (E^0, E^0\cos\theta^0, E^0\sin\theta^0) + (E_1{}^0, -E^0\cos\theta^0, -E^0\sin\theta^0)$$

Les coefficients β et γ de la transformation de Lorentz correspondante sont :

$$\beta = p_m/E_m \quad \gamma = E_m/m$$

On a alors successivement :

$$E^0 = m(1-\mu^2/m^2)/2$$
$$E = \gamma E^0(1+\beta\cos\theta^0)$$

D 'où :

$$0 \leq E/E_m \leq 1-\mu^2/m^2$$

La désintégration étant isotrope dans le système au repos,on peut écrire :

$$dN/d[\cos\theta^0] = .5$$

et par conséquent :

$$dN/dE = 1/2\beta\gamma E^0 = cste$$

Le spectre en énergie du neutrino dans le laboratoire est donc un spectre plat.

Ensuite en utilisant :

$$\cos\theta^0 = (\cos\theta-\beta)/(1-\beta\cos\theta)$$

on déduit que :

$$\begin{aligned} E &= E^0/\gamma(1-\beta\cos\theta) \\ &\simeq 2\gamma E^0/1+\gamma^2\theta^2 \\ &\simeq p_m(m^2-\mu^2)/(m^2+p_m{}^2\theta^2) \end{aligned}$$

APPENDICE 4.

En utilisant les hypothèses simplificatrices exposées §5.1.2 on a:

$$\sigma_{2\mu}^{\nu} = \sigma_0 \{ \sin^2\theta_c \int [u(x)+d(x)]dx + \cos^2\theta_c \int 2s(x)dx \}$$

ce que l'on peut encore écrire en séparant explicitement les contributions de la valence et de la mer:

$$\sigma_{2\mu}^{\nu} = \sigma_0 \{ \sin^2\theta_c \int [u(x)+d(x)]_{val}\, dx \}$$
$$+ \sigma_0 \{ \sin^2\theta_c \int [u(x)+d(x)]_{mer}\, dx + \cos^2\theta_c \int 2s(x)dx \}$$

Or avec les mêmes hypothèses, dans le cas des anti-neutrinos la section efficace s'écrit:

$$\sigma_{2\mu}^{\bar{\nu}} = \sigma_0 \{ \sin^2\theta_c \int [\bar{u}(x)+\bar{d}(x)]dx + \cos^2\theta_c \int 2\bar{s}(x)dx \}$$

donc si l'on ajoute les hypothèses:

$$\int [u(x)+d(x)]_{mer}dx = \int [\bar{u}(x)+\bar{d}(x)]dx$$
$$\int s(x)dx = \int \bar{s}(x)dx$$

le poids de la mer est simplement:

$$w_s = \sigma_{2\mu}^{\bar{\nu}} / \sigma_{2\mu}^{\nu}$$

Dans notre expérience nous avons mesurés les deux rapports:

$$R_1 = \sigma_{1\mu}^{\bar{\nu}} / \sigma_{1\mu}^{\nu}$$

$$R_2 = \frac{\sigma_{2\mu}^{\bar{\nu}} / \sigma_{1\mu}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{2\mu}^{\nu} / \sigma_{1\mu}^{\nu}}$$

et donc:

$$w_s = R_1/R_2$$

En utilisant [5.2]:

$$R_1 = 0.48 \pm .02$$
$$R_2 = 1.11 \pm .11$$

on obtient:

$$w_s = (43.2 \pm 4.6)\%$$

REFERENCES.

[0.1] GLASHOW,Nuc. Phys.,22(1961)579
WEINBERG,Phys. Rev. Lett.,19(1967)1264
SALAM,Elementary Particle Theory,ed N.Svartholm
(Almquist and Forlag,Stockholm,1968)
[0.2] BENVENUTI et al.,Phys. Rev. Lett.,34(1975)419
[0.3] HOLDER et al.,Nucl. Instr. and Meth.,148(1978)235
MAREL et al.,Nucl. Instr. and Meth.,141(1977)43
[1.1] FEYNMAN,Phys.Lett.,23(1969)1415
[1.2] MILLER er al. Phys. Rev.,D5(1972)528
BUDAGOV et al.Phys. Lett.,30B(1969)364
[1.3] GELL-MANN,Phys.Lett.,8(1964)214
ZWEIG,CERN Preprints TH401,TH412(1964)
[1.4] GLASHOW,ILIOPOULOS,MIANI,Phys.Rew.,D2(1970)1285
[1.5] KOBAYASHI et MASKAWA,Prog. Theor. Phys.,49(1973)652
[1.6] SHROCK et WANG,Phys. Rev. Lett.,41(1978),1692
SHROCK,TREIMAN et WANG,Phys. Rev. Lett.,42(1979)1589
BARGER,LONG et PAKVASA,Phys. Rev. Lett.,42(1979)1585
[1.7] PAIS,TREIMAN.Phys.Rew.Let.,35(1975)1206
[2.1] PIETSCHMANN.Formulae and results in weak interaction
SPRINGER-VERLAG(1974)
[2.2] CASHER,KOGUT et SUSSKIND,Phys. Rev.
Lett.,31(1973)792
KRZYWICKI,Ecole de GIF-sur-YVETTE 1978
[2.3] FEYNMAN et FIELD,Phys. Rev.,D15(1977),2590
FEYNMAN,FIELD et FOX,Nuc. Phy.,B128(1977)1
FEYNMAN et FIELD,Nuc. Phys.,B136(1978)1
FEYNMAN,FIELD et FOX,Phys. Rev.,D18(1978)3320

[2.4] MEYER,Rapport DESY,81-046

[2.5] SEIDEN,Phys. Lett.,68B(1977)157

[2.6] ELLIS et al.,Nucl. Phys.,B108(1976)93

[2.7] SEHGAL et ZERWAS,Nucl. Phys.,B108(1976)483

[2.8] BARGER et al.,Phys. Lett.,70B(1977)51

[2.9] GRONAU et al.,Nucl. Phys.,B123(1977)47

[2.10] SUZUKI,Phys. Lett.,71B(1977)139

[2.11] KARTVESHVILI et al.,Phys. Lett.,78B(1978)615

[2.12] BJORKEN,Phys. Rev.,D5(1969)1547

[3.1] HOLDER et al.,Nucl. Instr. and Meth.,151(1978)69

[4.1] BARISH et al.,Phys. Rev. Lett.,39(1977)981
BENVENUTI et al.,Phys. Rev. Lett.,35(1975)1199,1203
et 1249

[4.2] ABRAMOWICZ et al.,soumis à Phys. Lett

[4.3] PEYAUD,Thèse de doctorat,Université Paris 7 (1981)

[5.1] de GROOT et al.,Z. Phys.,C1(1979)143

[5.2] KNOBLOCH, Comptes-rendus de "High Energy Physics-198" Madison.(1981)769

[5.3] BACINO et al.,Phys. Rev. Lett.,43(1979)1073

[5.4] BRANDELICK et al.,Phys. Lett.,70B(1977)387

[6.1] CHOY-HENG LAI,Fermilab-Pub-78/18-THY

[8.1] ABRAMOWICZ et al.,Z. Phys. C12(1982)225.

[9.1] UEMATSU,Phys. Lett.,79B(1978)97
OWENS,Phys. Lett.,76B(1978)85
REYA,Phys. Reports,69(1981)197
DREES,Ecole d'été du CERN,CERN 81-04